

AN ACOUSTIC INTERFEROMETER FOR HIGH FLUID PRESSURE

by H. D. PARBROOK

University of Liverpool*

Summary

An acoustic interferometer for high fluid pressures is described. Some of the problems of ensuring a plane uniform field are discussed. A method is given for indicating the efficiency of crystal holders, and comment is made on some frequently recommended holders.

Sommaire

On décrit un interféromètre acoustique pour pressions fluides élevées. On traite quelques-uns des problèmes que pose l'obtention d'un champ uniforme et plan. On indique une méthode de détermination de l'efficacité des montures de cristal et on étudie certains types de montures habituellement conseillées.

Zusammenfassung

Der Verfasser beschreibt ein akustisches Interferometer für große Flüssigkeitsdrucke. Einige der Probleme, die im Zusammenhang mit der Realisierung einer ebenen, gleichförmigen Feldverteilung und der Prüfung von Kristallhalterungen auftreten, werden diskutiert. Ferner werden einige gebräuchliche Halterungen besprochen.

1. Introduction

A considerable amount of work has been done on ultrasonic propagation in gases and liquids, but there has been little reported work on fluids at high pressures [1]–[4]. Research was started some five years ago to examine the propagation in the vapour-liquid critical region of carbon dioxide and ethylene. It was hoped that this work might throw some light on the confusing results published on phenomena in the critical region [5] and also provide a link between information on propagation in the gaseous and liquid states. Some of the problems met and details of the apparatus will be given here. Preliminary results obtained with the apparatus have been published elsewhere [6].

Of the several methods for determining the propagation constants, a method based on that of PIERCE [7], and HARDY [8] was chosen, mainly for its simplicity. In this method measurements on the anode current feed to a valve oscillator directly coupled to an acoustic interferometer are related to the fluid propagation constants. HUBBARD has given the theoretical background for an ideal crystal transducer coupled to a fluid column of variable length. The theoretical additions of HARDY [8] to relate this work and the

anode current variations in a Pierce type oscillator, the transducer and interferometer taking the place of the normal communication crystal, are considered untenable. These will be referred to in a later paper. That this method gives results similar to those obtained by other methods was considered sufficient for the preliminary investigations.

For accurate work it is essential that a uniform longitudinal field be established and maintained in the fluid. Many factors preclude this, but corrections can be applied in certain cases [9]. It is also essential to have high pressure and temperature stability especially when operating at high fluid pressures. The acoustic path length, conditions in the vapour-liquid critical region and the propagation constants in an ultrasonic dispersion region are all functions of the fluid pressure and temperature. From these the stabilities required may be estimated. Temperature stability to at least $\pm 0.05^\circ\text{C}$ during a set of readings which may take up to 72 hours and pressure stability to ± 0.01 atmospheres, especially at the higher pressures during a "run" at a particular pressure, which may take up to 30 minutes, are essential.

2. Pressure vessel

The pressure vessel and associated apparatus in which the fluid under test is contained is shown

* Formerly of King's College, Newcastle upon Tyne.

at Fig. 1. Materials available limited the design. The two vessels are turned from a steel billet. Two pistons of identical dimensions are coupled so that a constant volume is maintained as the pistons move. Standard Tryst pressure packings are used as glands. The upper vessel also acts as a distributing unit for the pressure gas lines. The lower pressure vessel is used for measurements and has the crystal transducer mounted at the lower end. The lowest surface of the piston assembly acts as reflector. A copper gasket permits an easily breakable seal between the steel cap and vessel. Lens rings between suitably shaped flanges are used in connecting the steel

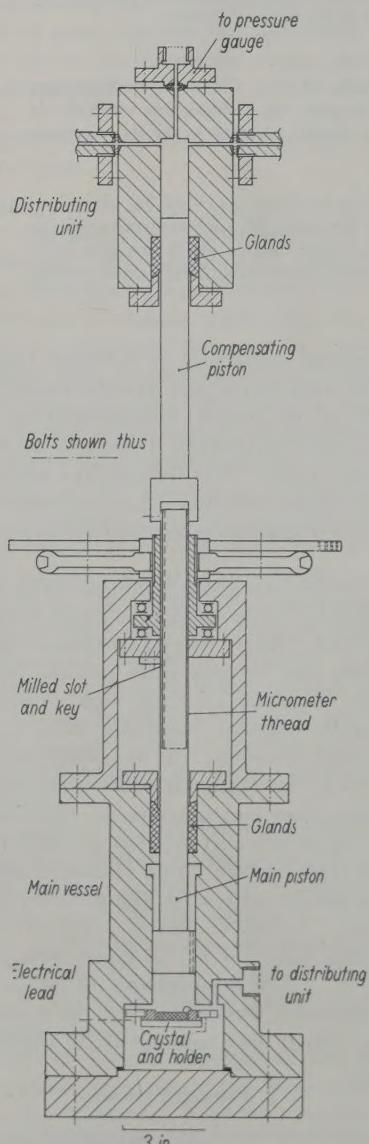


Fig. 1. Pressure vessel.

pressure tubing. A pressure gauge (calibrated to ± 1.0 lbs/sq.ins.) is permanently connected in the system.

Insulating parts were initially turned from polystyrene but this material was replaced by perspex, tufnol or ebonite, since it was found that the polystyrene fissures and expands under varying gas pressures greater than 60 atmospheres.

Fig. 2 shows the detail of the insulated electrical leads into the lower pressure vessel. Perspex insulation is used. The design adequately works without leak under pressure up to at least 270 atmospheres and down to vacuum equivalent of less than 0.1 cm Hg pressure, and over the temperature range 0°C to 80°C. It also gives sufficiently low capacity value to earth when operating at frequencies up to 6 Mc/s. The main dimensions of the insert are indicated. With other designs of plastic insert extrusion occurred at the higher pressures.

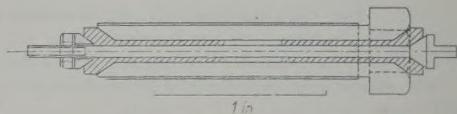


Fig. 2. Insulated electrical lead-in (shaded portion perspex, remainder brass).

Two of the main requirements for a uniform ultrasonic field are that the reflector should have a near-optical reflecting face and that this face as it moves should remain parallel to the transducer face to within at least $\lambda/4$. For work in gases at 6 Mc/s the error in the finish of the reflector face should not exceed 5×10^{-4} cm. The total useful traverse of the piston face is 5 cm, a figure chosen to give an adequate number of wavelength positions at 200 kc/s, the lowest frequency originally planned. A milled slot and associated key permit lateral movement of the piston and prevent rotation which is undesirable for parallel movement. A long piston and therefore good bearing surfaces was incorporated for a similar reason. The piston and cylinder were machined to a tight fit and then lapped manually to give a highly accurate fitting. The reflector diameter for maximum sensitivity is at least equal to that of the transducer radiating face.

To ensure that the piston face remains parallel to a given plane during movement observations may be made on the acoustic reaction waveform which should not change in type. Since other factors can affect the reaction waveform an independent check of the parallel movement was made using a form of Michelson optical inter-

ferometer. The appropriate ring systems were obtained and they remained centred on the telescope crosswires during a 5.2 cm traverse of the reflector face, the initial position of the reflector being at the estimated location of the transducer radiating face.

The two rigidly coupled pistons are moved by a micrometer thread and a laterally fixed nut in a ball race. The thread was checked against a comparator. Since the pressures on the two pistons are opposed there is no strain on the micrometer thread. Remote control of the piston movement is effected with a low speed reversible motor drive and a photo-electric counter circuit. Holes, positioned with a dividing engine, in the periphery of a plate mounted rigidly on the nut moving the reflector, interrupt light from a suitably orientated lamp and optical system.

KRASNOOSCHKIN [9] and BELL [10] have examined errors due to the fact that propagation takes place in a tube and not in a free field and have shown that transverse modes may be excited in the tube. It was initially believed in the present work that if the containing tube were made larger (a factor of 1.5 was chosen) than the transducer diameter and if the sides of the crystal were suitably shielded the excitation of the unwanted modes would be negligible. Subsequent tests with air in the vessel gave results differing negligibly from theoretical values for frequencies greater than 500 kc/s. Below that frequency an increasing error was observed. BELL has shown that even a large increase in tube diameter brings little advantage since for a given frequency various radial modes may still be established. With the high value of absorption coefficient expected in the present work the effect of these transverse modes is, however, negligible.

3. Ultrasonic transducer

X-cut quartz crystals, having etched surfaces and 2.5 cm diameter radiating faces, are mounted in a suitable holder and used as transducers. Crystals were chosen which showed good activity and a single main resonance at the fundamental frequency.

To consider the X-cut crystal as a piston source generating uniform plane waves is an oversimplified picture. Many factors preclude piston-like movement. (a) Incorrect proportioning of the X-cut crystal gives coupled modes within the crystal producing nodal rings and lines on the transmitting face and also a shear mode of vibration. The 18.5°-cut crystal removes the shear vibration. (b) The moduli of elasticity vary with direction in the YZ-plane of quartz. Certain parts

only of the face may oscillate at a given frequency.

(c) Multiple-frequency resonances about the main fundamental resonance are generally found, presumably due in part to inadequate proportioning. A change of acoustic loading can alter the preferred operating frequency. Over-excitation can also give multiple frequency and harmonic distortion. (d) The activity is a function of time and presumably of area location on the crystal face.

By checking settings during an experiment the effect of most of these changes may be eliminated. Diffraction effects also are apparent; these have been summarized elsewhere [11]. In the present work operation was confined to the region $0 < x < R^2/\lambda$ where x is the distance between the transducer and reflector, R the diameter of the source and λ the wavelength of the ultrasonic wave in the fluid.

In normal use the crystal diameter is much greater than the wavelength in the fluid. Since operation is confined to the Fresnel diffraction area, the total signal is the integrated reaction over the crystal face. Unless a parallel setting of the reflector and transducer faces is maintained this integration effect gives results which are a function of the transducer used.

The use of crystals as transducers requires considerably closer study; the performance is far removed from the simple theoretical treatment. The work of KRASNOOSCHKIN [9] and BELL [10] does give some correction, but the correction factor is frequently as large, if not larger, than the absorption coefficient so corrected.

Various types of crystal holder have been briefly examined. About 35 different types of crystal holder were made up from interchangeable parts to hold a 700 kc/s crystal. Using a simple circuit for the measurement of crystal impedances (BIGGS and WELLS [12]) and a simplified circuit analysis for a single series and parallel resonance for the crystal, a measure of the total damping due to internal, crystal holder, and radiation losses was made.

The crystal is placed in series with a resistance R (of the order of 50 Ω) and connected across the output of a suitable r. f. oscillator. A valve voltmeter measures the voltage developed across R and since R is very much less than the input impedance of the valve voltmeter, the latter may be ignored.

Away from crystal resonance one may assume that the crystal equivalent electrical circuit reduces to a condenser of capacity C_0 . If V_1 is the output voltage of the oscillator (arranged constant throughout the experiment) and V_2 is the

voltage across R , off-resonance we have:

$$\frac{V_2}{V_1 - V_2} = \frac{R}{1/j\omega C_0}.$$

At series resonance the equivalent electrical circuit of the crystal with single fundamental frequency reduces to a condenser (value C_0) and a resistance (R_s) in parallel and if V_3 is the voltage now across R ,

$$R_s = \frac{R(V_1 - V_2)(V_1 - V_3)}{V_1(V_3 - V_2)}.$$

R_s is made up of the three damping losses given above. The internal crystal damping and radiation losses were arranged constant for all the holders, and hence R_s gives a value which is indicative of the holder damping losses.

It is not possible to quote here all the different types of holders investigated, but some comment is given. The median nodal mounting holder, so often quoted as the best holder, gave a value for the holder damping losses which was considerably higher than for most other designs. Similar results have been obtained by ST. CLAIR [13] and BELL. The former gives a satisfactory explanation. Results were obtained for the solid upper transmission plate which were, as expected, a function of the plate thickness, but even under optimum thickness conditions the holder damping was high and the radiation resistance low. ERNST [14] recommends this arrangement as giving higher field intensities, the upper plate to have an acoustic resistivity between that of the crystal and that of the irradiated medium. While it is difficult if not impossible to choose a material of suitable acoustic resistivity when dealing with propagation in gases (and in some liquids too) the results, as far as they go, do agree with those of BOYLE and SPROULE [15], who were unable to confirm ERNST and in fact found the reverse true.

These results suggest that the most effective crystal holder is one in which the crystal rests on a near-optical flat plate, and electrical connection is made to the upper plated surface of the crystal via a soldered pigtail. (The nodal mounting and transmission plate type holders gave holder losses between five and ten times as great.) A heavily chromium plated brass plate gave the most durable and effective bearing surface for the crystal.

A platform into which the holder is locked is mounted in the pressure vessel by three spring loaded bolts. This permits adjustment to parallelism of the transducer face and reflector.

The electrodes are plated on the crystal. Colloidal silver as used commercially in the printed

electronic circuit was found to give durable surfaces with a simple technique. A pigtail of 25 μm diameter wire is soldered with Wood's metal to the upper crystal surface. The best position for soldering is found empirically; a near peripheral position is preferred. Adequate screening of the lower high-potential electrode surface from the moving earthed reflector is provided.

With this holder there is less mechanical damping than with most others. It also gives a repeatable and stable performance under varying conditions of fluid, pressure and temperature. A quick and repeatable mounting in the pressure vessel is also possible.

To set the transducer radiating face initially parallel to the reflector use is made of an engineering depth gauge and examination of the acoustic reaction waveform. First adjustment is made to reduce multiple peaks to a single peak and then to give maximum peak height.

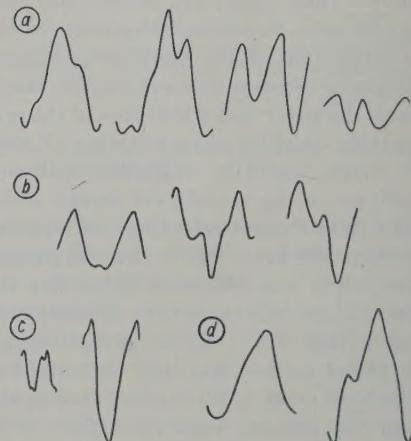


Fig. 3. Variation of reaction waveform with (a) setting of source and reflector faces, (b) degree of oscillator-crystal coupling, (c) position of pigtail connection, (d) crystal resonant frequency.

A number of factors, some in the crystal holder design, can vitiate the required acoustic reaction waveform. Fig. 3 show the effect of varying the "parallelism" setting between transducer and reflector (a), of varying the degree of coupling between the valve oscillator and crystal (b)—probably over excitation and neighbouring resonances are the main cause—, of varying the crystal electrode conditions and positions of the pigtail (c), and of varying the crystal operating frequency amongst the multiple resonances near the main fundamental (d). Most of these are, of course, to be expected. Corrections are normally made by trial and error.

4. Valve oscillator and associated apparatus

Since measurements are made on the variations in the anode current feed to a valve oscillator the latter should possess high stability. To eliminate harmonic excitation of the crystal which is connected across the tuned circuit, a sinusoidal output of the valve oscillator is essential. Since a particular set of readings takes not longer than 30 min, the stability required is obtained by using a standard Hartley type oscillator with battery L.T. and H.T. supplies. Altering the H.T. voltage permits control of the output amplitude. The H.T. value is normally 10 to 30 V and with such values a 6L6 type valve gives adequate output with good waveform.

For optimum coupling between the transducer and the oscillator a higher L/C value than normal is found necessary in the tuned circuit.

The anode current variations are measured with a standard "back-bias" circuit, care being taken in the selection of switches and resistances to eliminate noise. A Tinsley galvanometer which has a damping coil incorporated is used.

To eliminate personal errors in reading the moving galvanometer light spot and to permit a constant check of waveform, automatic recording is adopted. A Cambridge Instrument Camera (using 12.5 cm wide bromide paper) together with the galvanometer and lamp is mounted rigidly on a heavy framework suitably isolated from the building by soft rubber blocks. A small filament lamp is arranged to fog slightly the bromide paper before it is exposed to the galvanometer light spot, thus to exceed the initial photo-threshold of the paper.

The number of counts on the photo-electric counter indicates the distance traversed by the reflector. A record of this in association with the anode current variations is made on the photo-record by switching-off the fogging light momentarily at the beginning and end of a known number of counts.

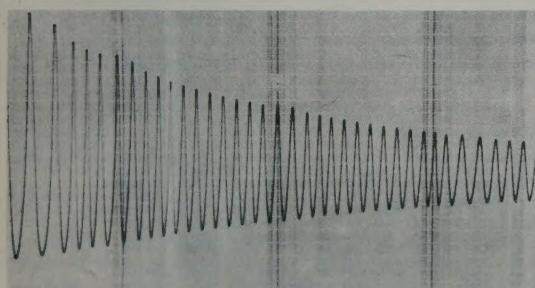


Fig. 4. Anode current variations.

For measurement purposes at the beginning, end and middle of the trace the reflector displacement is slowed down such that the galvanometer movement is less than that appropriate to its natural frequency (Fig. 4).

A signal to noise ratio greater than 200 to 1 is obtained.

Frequency measurements are made with a Bendix frequency meter type BC 221 which is frequently checked against B.B.C. transmissions—stated accurate to 1 part in 10^6 .

5. Thermostatic control

Thermostatic control to at least $\pm 0.05^\circ\text{C}$ has already been stated to be necessary and this has to be maintained for several days. The apparatus size limited the types of control available and an air bath arrangement was adopted. The whole apparatus is enclosed in a double-walled fibre-board box. A large propeller fan is installed at the top and ducting provided to return the air from the bottom to the top of the enclosure. A toluene regulator with a Sunvic Proportioning Head is suitably placed and controls the input to an electric heater mounted directly in front of the fan. The large metal content within the enclosure helps in the stabilising of temperature. Using a thermocouple within the pressure vessel showed that if the air temperature fluctuations, normally less than 0.2°C , occurred within 90 s the mean temperature only was recorded without variation.

The temperature is normally registered by a 0.1°C thermometer mounted close to the lower pressure vessel and also by a calibrated thermistor mounted in contact with the vessel. The thermometer was calibrated against a substandard.

Temperature stability at any time may be assured by watching the anode current feed to the oscillator when a fixed reflector setting is used.

6. Operation

It was found essential for repeatable results to evacuate when the pressure vessel is at a higher temperature than that to be used, to flush out the system with the fluid to be tested and to repeat the process prior to filling. The machined smooth surfaces within the vessel limit to some extent the amount of absorbed gas.

Generally it is more convenient to take a set of readings at various pressures starting at the highest, at one temperature, and then to repeat the readings at another temperature. For accurate reading it is essential to wait until thermal equilibrium is established before commencing readings at a given pressure. A vacuum pump

and the mercury manometer permit operation at pressures below atmospheric.

The deduction of the velocity and absorption coefficient values from the photo-records follows normal procedure for the anode current variation method.

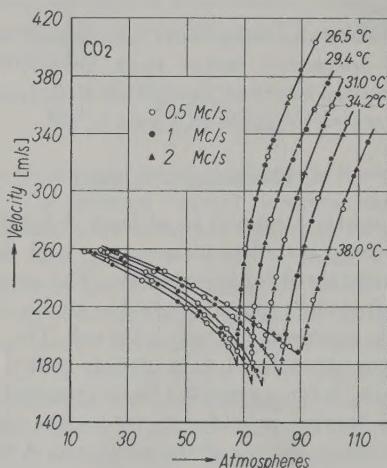


Fig. 5. Variation with pressure of velocity in CO_2 .

The curves shown at Fig. 5 are added as an example of some of the results. These curves are

for CO_2 and show the variation of velocity with pressure at three frequencies (0.5, 1 and 2 Mc/s). They agree closely with HERGET's work [1] at 0.25 Mc/s suggesting there is no velocity dispersion within this frequency range at pressures greater than 20 atmospheres.

(Received 6th March, 1952.)

References

- [1] HERGET, C. M., J. chem. Phys. **8** [1940], 537.
- [2] HODGE, A. H., J. chem. Phys. **5** [1937], 974.
- [3] KELLER, H. H., Phys. Z. **41** [1940], 356.
- [4] NOURY, J., C. R. Acad. Sci., Paris **223** [1946], 377.
- [5] PARTINGTON, J. R. An advanced treatise on physical chemistry, Vol. I. Longmans, London 1949. Summarises much of the problem.
- [6] PARBROOK, H. D. and RICHARDSON, E. G., Proc. phys. Soc., London B **65** [1952], 437.
- [7] PIERCE, G. W., Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **63** [1928], 1; **60** [1925], 271.
- [8] HARDY, H. C., J. acoust. Soc. Amer. **15** [1943], 91.
- [9] KRASNOOSCHKIN, P. E., Phys. Rev. **65** [1944], 190.
- [10] BELL, J. F. W., Proc. phys. Soc., London **63** [1950], 958.
- [11] e.g. PINKERTON, J. M. M., Proc. phys. Soc., London **62** [1949], 286.
- [12] BIGGS, A. J. and WELLS, G. M., J. Instn. elect. Engrs. (III) **29** [1946], 93.
- [13] ST. CLAIR, H. W., Rev. sci. Instrum. **12** [1941], 250.
- [14] ERNST, P. J., J. sci. Instrum. **22** [1945], 238.
- [15] BOYLE, R. W. and SPROULE, D. O., J. sci. Instrum. **26** [1949], 229.

DER SCHALLSCHLUCKGRAD ALS FUNKTION DES SCHALLEINFALLSWINKELS

Von F.-K. SCHRÖDER*

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Mit Hilfe eines Impulsverfahrens im Flachraum wird das Verhalten des Schallschluckgrades bei schrägem Einfall einer ebenen Schallwelle untersucht. Für poröse Schluckstoffe bestätigen sich Messung und Theorie gut, ebenso bei Abdeckungen vor kompakten, porösen Stoffen. Die Meßergebnisse an Resonatoranordnungen stimmen meist nur qualitativ mit der Theorie überein. Besonders im Frequenzbereich oberhalb der Eigenresonanz von Resonatoren mit einer Unterteilung der Hohlräume in Zellen ergibt sich ein größerer Schluckgrad als der theoretisch zu erwartende. Dieses Verhalten lässt sich durch Querwellen im Inneren der Anordnungen erklären, die besonders bei schwach gedämpften Hohlräumen zu Querresonanzen führen und einen mit wachsendem Einfallswinkel stark zunehmenden Schluckgrad zur Folge haben können. Die Energieverluste werden vorwiegend durch Reibungsverluste verursacht, die sich quantitativ nicht vorher berechnen lassen und stark von Zufälligkeiten, wie der Befestigungsart von schwingungsfähigen Folien und Platten, abhängen. Keilanordnungen zeigen zu streifendem Einfall hin eine Erhöhung des Reflexionsfaktors, die sich durch geeignete Orientierung der Keilflächen zur einfallenden Welle vermindern lässt.

Summary

An investigation of the sound absorption coefficient for a plane wave at oblique incidence has been carried out using a pulse method in a flat room. The experiments are in good agreement with calculations in the case of porous absorbing materials and of foil facings in front of porous materials. Measurements with resonance absorbers agree only qualitatively with the theory. The absorption coefficient of resonance absorbers with partitioned air space between the facing and the backwall is found to be higher than expected in the frequency range above the resonance

* Zur Zeit Rundfunk-Technisches Institut, Nürnberg.

frequency. This can be explained by the existence of waves parallel to the surface in the air layer behind the facings causing parallel resonances, especially in the case of low damped resonators, and leading possibly to absorption coefficients increasing with increasing angle of incidence. The energy losses are primarily caused by frictional losses, which cannot be predicted quantitatively and which are much dependent in an uncalculable way on the method of mounting the facings and vibrating foils. Arrangements of wedges show an increase of the reflection coefficient towards large angles of incidence, which can be reduced by suitable orientation of the surface of the wedges with respect to the incident wave.

Sommaire

On a étudié dans un volume de faible épaisseur, par une méthode d'impulsion, la variation du coefficient d'absorption d'une onde sonore plane arrivant sous incidence oblique. Dans le cas d'absorbeurs poreux, les résultats des mesures confirment la théorie; il en est de même pour des revêtements de matériaux compacts, poreux. Les résultats de mesures faites sur des dispositifs à résonateurs ne confirment la théorie que qualitativement, le plus souvent. En particulier, dans la gamme de fréquences située au-delà de la résonance propre des résonateurs, avec subdivision de la cavité en cellules, on trouve un coefficient d'absorption plus grand que celui prévu théoriquement. Cela peut s'expliquer par l'existence d'ondes transversales à l'intérieur des dispositifs, qui donnent lieu, surtout dans le cas de cavité à faible amortissement, à des résonances transversales; la conséquence peut en être une forte augmentation de l'absorption avec l'angle d'incidence. Les pertes d'énergie sont principalement dues aux pertes par frottements, qu'on ne peut pas déterminer quantitativement par avance, et qui dépendent beaucoup de circonstances fortuites et du mode de fixation des feuilles et plaques susceptibles d'osciller. Des dispositions de dièdres ont un coefficient de réflexion qui augmente quand l'incidence devient rasante; on peut le réduire en orientant convenablement les dièdres par rapport à l'onde incidente.

1. Einleitung

Die Verwendung schallschluckender Anordnungen ist in der Raumakustik und in der akustischen Meßtechnik weit verbreitet. Sie dienen dazu, in schwach gedämpften Räumen einen vorgegebenen Frequenzgang der Nachhallzeit zu erzeugen oder schalltote Meßräume zu bauen.

Die Wirksamkeit eines Schluckstoffes ist durch den auf die Schallenergie bezogenen Schluckgrad $a = 1 - |\bar{r}|^2$ gekennzeichnet, worin der komplexe Reflexionsfaktor \bar{r} definiert ist als Quotient aus der Amplitude der reflektierten Welle zu der der einfallenden Welle. Für den Fall einer unendlich ausgedehnten, ebenen Schluckstoffoberfläche und einer einfallenden, ebenen Schallwelle ist der Schluckgrad nur abhängig vom Einfallswinkel, der Frequenz und den physikalischen Materialeigenschaften des Schluckstoffes [1]. Die bekannten Theorien [2], [3] zur Berechnung des Schluckgrades als Funktion dieser Parameter gehen von den oben genannten Voraussetzungen aus. Danach ist der größte erreichbare Schluckgrad $a = 1$. Das wird durch das Experiment bestätigt, wenn die Messungen mit ebenen Wellen ausgeführt werden. Bestimmungen des Schluckgrades nach dem allgemein üblichen Hallraumverfahren ergeben gelegentlich Schluckgrade $a > 1$. Die Abweichung zur Theorie ist dadurch zu deuten, daß die für das Schallfeld gemachten Voraussetzungen im Hallraum nicht zutreffen. Daraus folgt, daß der Schluckgrad zur Kennzeichnung einer Schluckanordnung nicht geeignet ist, da er von der Meßmethode abhängig ist, und es erscheint besser, das akustische Verhalten eines Schluckstoffes durch seinen komplexen Wandwiderstand \bar{W} zu beschreiben, wie es heute allgemein üblich ist. Dieser ist für ebene Schallwellen definiert als das Verhältnis des Schalldrucks \bar{p} zur Normalkomponente der Schallschnelle \bar{v}_n an der Oberfläche einer Schluckanordnung: $\bar{W} = \bar{p}/\bar{v}_n$. Der Zusammenhang zwischen dem relativen Wandwiderstand $\bar{Z} = \bar{W}/\bar{Z}_0 = R + iX$ (bezogen auf den Wellenwiderstand der Luft $Z_0 = \rho_0 c_0$, ρ_0 = Luftdichte, c_0 = Schallgeschwindigkeit in Luft) und dem Schluckgrad ist gegeben durch

$$a = 1 - \left| \frac{\bar{Z}-1}{\bar{Z}+1} \right|^2 = \frac{4R}{2R + |\bar{Z}|^2 + 1}; \quad (1)$$

gültig für senkrechten Schalleinfall. Für einen beliebigen Schalleinfallswinkel ϑ (s. Abb. 1) gilt:

$$a(\vartheta) = 1 - \left(\frac{\bar{Z} \cos \vartheta - 1}{\bar{Z} \cos \vartheta + 1} \right)^2 = \frac{4R}{2R + |\bar{Z}|^2 \cos \vartheta + \frac{1}{\cos \vartheta}}, \quad (2a)$$

und der Höchstwert des Schluckgrades hängt ab von der Anpassungsbedingung:

$$|\bar{W}| \cos \vartheta_{max} = Z_0. \quad (2b)$$

Für die praktische Anwendung interessiert der Schluckgrad a_{stat} eines Materials bei allseitigem Schalleinfall. Nach PARIS [4] wird er aus der Beziehung

$$a_{stat} = 2 \int_0^{\pi/2} a(\vartheta) \sin \vartheta \cdot \cos \vartheta \, d\vartheta = \int_0^1 a(\vartheta) d(\sin^2 \vartheta) \quad (3)$$

erhalten. Wenn \bar{Z} unabhängig von ϑ ist, läßt sich die Integration in analytisch geschlossener Form durchführen; wenn \bar{Z} von ϑ abhängt, ist das meist nicht mehr möglich. Für den ersten Fall genügt zur Ermittlung des a_{stat} die Kenntnis des relativen Wandwiderstandes als Funktion der Frequenz bei senkrechtem Schalleinfall. Es läßt sich leicht durch Messung des Reflexionsfaktors nach Betrag und Phase im Kundtschen Rohr bestimmen, aus dem der Real- und Imaginärteil von \bar{Z} berechnet werden kann. Wenn \bar{Z} vom Einfallswinkel abhängt, sind andere Verfahren notwendig. CREMER [5] untersucht das Interferenzfeld, das sich beim Einfall einer ebenen Welle auf eine ebene Prüffläche im freien Raum vor dieser ausbildet und ermittelt daraus den Wandwiderstand ähnlich wie beim Kundtschen Rohr. Neben den Verfahren von KÜHL und MEYER [6] und SCHUSTER [7] ist das von INGÄRD und BOLT [8] von besonderem Interesse, da es eine kontinuierliche Aufzeichnung aller Größen erlaubt, die zur Bestimmung von $\bar{Z}(\vartheta)$ notwendig sind. Die Verfasser messen dazu Druck und Phase einer stationären ebenen Schallwelle am Ort des Schluckstoffes mit und ohne Schluckstoff (bzw. bei 100 % reflektierendem Material am gleichen Ort) mit Hilfe eines Sondenmikrofons und eines Schallstrahls.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die experimentelle Bestimmung des Betrages des Reflexionsfaktors in Abhängigkeit vom Schalleinfallswinkel und von der Frequenz für verschiedene gebräuchliche Schluckstoffe und der Vergleich der Meßwerte mit bekannten Theorien.

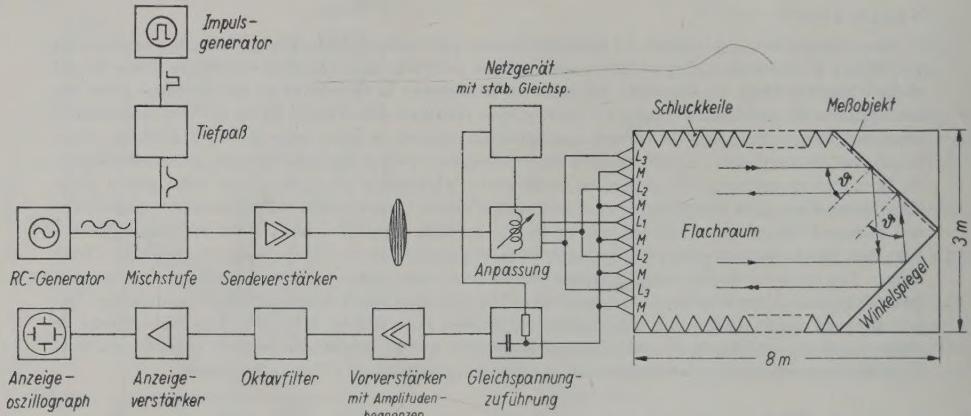


Abb. 1. Skizze der Meßanordnung.

2. Meßmethode

Analog dem Flachtank für Wasserschall [9] wurde die zweidimensionale Schallausbreitung in einem Flachraum für Luftschall angewendet.

Die Lösung der Wellengleichung $\Delta\Phi + k^2\Phi = 0$ für einen Flachraum der Höhe H mit schallharten, unendlich ausgedehnten Begrenzungswänden führt auf Eigenfunktionen der Form

$$\Phi = \Phi_0 e^{-in\pi/2} \cos \left[\frac{n\pi}{H} \left(z + \frac{H}{2} \right) \right] \cdot \exp \left[-ik_0 \sqrt{1 - \left(\frac{n}{H} \cdot \frac{\lambda}{2} \right)^2} x + i\omega t \right]$$

$$(n = 0, 1, 2, \dots).$$

Darin bedeuten: Φ das Geschwindigkeitspotential, $k_0 = \omega/c_0 = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl, c_0 die Schallgeschwindigkeit in freier Luft, ω die Kreisfrequenz. Der Ursprung der Koordinatenachsen ist in die Mittelebene des Flachraumes gelegt, die x -Achse in Richtung der Wellennormalen der ebenen Schallwelle, die z -Achse senkrecht auf dieser Ebene. Für die Phasengeschwindigkeit folgt:

$$c_{ph} = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{n}{H} \cdot \frac{\lambda}{2} \right)^2}}.$$

Für jede Wellenlänge λ existiert für die Ordnung $n = 0$ eine ebene, ungedämpfte Schallwelle, die sich mit der Schallgeschwindigkeit c_0 ausbreitet und deren Amplitude über die Höhe H konstant ist. Wenn $\lambda/2 > H$ ist, klingen alle Wellen der Ordnungen $n > 0$ exponentiell ab und für genügend große x bleibt nur die ungedämpfte, ebene Welle übrig. Wenn $\lambda/2 < H$ ist, gilt das gleiche für alle n , für die $n\lambda/2 < H$ ist; außerdem sind für die n , für die $n\lambda/2 < H$ ist, ungedämpfte Wellen größerer Phasengeschwindigkeit möglich. Eine ideale Kolbenmembran als Schallquelle wird nur die erwünschte ebene Welle der Ordnung $n = 0$ anregen.

Die praktische Ausführung des Flachraumes ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Die Forderung des in zwei Richtungen unendlich ausgedehnten Raumes wird durch geeignete Maßnahmen erfüllt: durch Abschluß der Längsseiten mittels nahezu völlig schlucker Kielanordnungen, durch eine Flachraumlänge, die bei der tiefsten Meßfrequenz noch ein Vielfaches der Wellenlänge beträgt und durch Ver-

wendung von Schallimpulsen, die eine Rückwirkung des Meßobjekts auf die Schallsender verhindert und es ermöglicht, die zu messenden Reflexionen zeitlich von Störreflexionen zu trennen. Auf der einen Querseite sind abwechselnd elektrostatische Lautsprecher und Mikrophone angeordnet, die gegenüberliegende Querseite ist durch einen schallharten Winkel Spiegel abgeschlossen, dessen Schenkel einen rechten Winkel miteinander bilden und deren Schnittpunkt auf der Flachraumachse liegt. Durch den Winkel Spiegel wird, solange die Reflexionen geometrisch erfolgen, der reflektierte Schall unabhängig vom Winkel zwischen der Wellennormalen und den Winkelschenkeln stets in die Einfallsrichtung zurückgeworfen. Die Flachraumbreite beträgt ein Vielfaches der Wellenlänge, um die Beugungswellen von den Winkelschenkeln vernachlässigen zu können. Die Flachraumlänge ist so groß bemessen, daß sich der Winkel Spiegel im Fernfeld der Lautsprecher befindet und Mehrfachreflexionen eines Sendeimpulses zwischen Spiegel und Sende-Empfangsseite noch zeitlich getrennt werden können. Die Impulse werden mit der Meßfrequenz moduliert und ihre Dauer so bemessen, daß die Meßfrequenz ausreichend genau definiert ist. Gemessen wird der erste reflektierte Impuls erstens am schallharten Winkel Spiegel und zweitens nach Anbringung des Meßobjekts an einem der Spiegelschenkel. Zur Anzeige dient ein Kathodenstrahlzosillograph, und aus dem Verhältnis der beiden Impulsamplituden ergibt sich unmittelbar der Betrag des Reflexionsfaktors.

Mit dieser Meßanordnung lassen sich die Reflexionsfaktoren für den Frequenzbereich von 900...5000 Hz und für die Einfallsinkel $\vartheta = 0^\circ$ und $\vartheta = 20^\circ \dots 70^\circ$ bestimmen. Die Einschränkung des Frequenzbereiches ist bei tiefen Frequenzen durch die Flachraumbemessungen und durch die Verwendung hochabgestimmter, elektrostatischer Lautsprecher bedingt, bei hohen Frequenzen durch deren Anordnung in einer über die ganze Flachraumbreite ausgedehnten Kette, wodurch sich mit wachsender Frequenz infolge der Richtwirkung der Übergang vom Nah- zum Fernfeld in Richtung auf das Meßobjekt verschiebt. Die

Einstellung größerer Einfallswinkel als 70° mit Hilfe des Winkelspiegels ist für die Untersuchung nicht verwendbar, da hierbei einer der Winkelschenkel ins Nahfeld der Sender-Empfängerette rückt.

LANGE [10] wandte erstmalig zu Luftschallmessungen für schrägen Schalleinfall die Flachraummethode an. Das Verfahren wurde für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit verbessert und seine Brauchbarkeit geprüft: Erstens durch Schallfeldausmessung, zweitens durch Bestimmung der Ausbreitungsdämpfung der Flachraumwände und Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren [11] durch Auswertung der Amplitudenabnahme von Mehrfachreflexionen eines Sendeimpulses zwischen Sender-Empfängerette und schallhartem Winkelspiegel und drittens durch die gute Übereinstimmung der Reflexionsfaktoren von porösen Schluckstoffen, die für senkrechten Schalleinfall im Flachraum und nach dem Verfahren des Kundtschen Rohres gemessen wurden.

Das Meßverfahren ist für Schluckanordnungen ohne Einschränkung dann geeignet, wenn die Reflexionen am Meßobjekt geometrisch erfolgen. Werden diese jedoch durch Beugungserscheinungen gestört, die besonders bei periodischen Strukturen wie Keilanordnungen mit Keilabmessungen und Keilabständen in der Größenordnung der Wellenlänge auftreten können, so wird leicht ein zu kleiner Reflexionsfaktor gemessen, da ein Teil des gebogenen Schalles in die Seitenkeile reflektiert wird. Außerdem können solche Schallanteile zeitlich früher als der geometrisch reflektierte Impuls zu den Mikrofonen gelangen, werden als Vorläufer sichtbar und ermöglichen das Erkennen diffus reflektierender Schluckanordnungen.

3. Messungen an verschiedenen Schluckanordnungen

a) Poröse Schluckstoffe

Nach der Theorie für poröse Schluckstoffe, die unter anderem von CREMER [3] angegeben wurde, lässt sich die Ausbreitung einer ebenen Welle im Inneren eines porösen Materials durch die komplexe Wellenzahl \bar{k} beschreiben. Unter Annahme eines isotropen Materials mit starrem, porösem Skelett gilt

$$\bar{k} = k_0 \sqrt{\left(\chi - i \frac{r_a \cdot P}{\omega \cdot \rho_0} \right)} s = \alpha + i\beta.$$

(Der Strukturfaktor χ nach ZWIKKER und KOSTEN [12] berücksichtigt das scheinbare Anwachsen der Luftpumpe im porösen Stoff infolge der Struktur der Poren und des Mischschwingens des Schluckstoffgerüstes; r_a = Strömungswiderstand; P = Porosität; $k_0 = \omega/c_0$, c_0 = adiabatische Schallgeschwindigkeit in Luft.) Wird weiter vorausgesetzt, daß das Material einer konstanten Schichtdicke d vor einer harten Abschlußwand angebracht ist und darin nur eine Wellenausbreitung normal zur Oberfläche stattfinden kann,

dann folgt für den relativen Wandwiderstand, unabhängig vom Einfallswinkel:

$$\bar{Z}_p = \frac{1}{P} \sqrt{\frac{\chi}{s}} \sqrt{1-i\eta} \cdot \coth \left(ik_0 d \sqrt{\chi \cdot s} \sqrt{1-i\eta} \right) \quad (4)$$

mit $\eta = r_a P / \omega \chi \rho_0$.

Für isotherme Zustandsänderungen ist $s=1,4$ einzusetzen, für adiabatische $s=1$. Brauchbare Näherungen für \bar{Z}_p lassen sich nur für tiefe und hohe Frequenzen angeben. Für den Meßfrequenzbereich dieser Arbeit ist zur Berechnung von \bar{Z}_p die ungekürzte Gl.(4) zu verwenden. Da sich der Strömungswiderstand r_a aus Gleichströmungsversuchen bestimmen lässt, die Porosität P statisch messbar ist, fehlt zur Berechnung des Schluckgrades a unter Verwendung von Gl.(4) die Kenntnis des Strukturfaktors χ , der sich statisch nicht bestimmen lässt. Dieser kann nur aus der akustisch gemessenen Frequenzabhängigkeit von a bei konstantem Schalleinfallswinkel ermittelt werden.

Infolge der endlichen Schichtdicke d treten Resonanzstellen im Frequenzgang des Schluckgrades auf und zwar Maxima, wenn $\alpha d = (2n+1)\pi/2$ oder $d = (2n+1)\lambda'/4$, $n=0,1,2,\dots$, wird (λ' = Wellenlänge im Inneren des Schluckstoffs), also an der Oberfläche des Schluckstoffs gerade ein Schwingungsknoten liegt. Die Frequenz des ersten Schluckgradmaximums ist, wenn $\eta^2 < 1$, gegeben durch

$$f_{max} \approx \frac{c_0}{4d/\chi \cdot s \cos \vartheta}. \quad (5)$$

Diese Beziehung ist für geringe Schichtdicken und nicht zu hohe Strömungswiderstände, wie es für die gebräuchlichen porösen Schluckstoffe meist zutrifft, ausreichend erfüllt. Aus der Winkelabhängigkeit der experimentell bestimmten ersten „Resonanzfrequenz“ kann der Strukturfaktor χ berechnet werden.

Untersucht wurden die in Tabelle I angegebenen porösen Schluckstoffe. Die Messung des Reflexionsfaktors erfolgte für die Einfallswinkel $\vartheta=0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ und 70° für verschiedene Frequenzen und zwar im Bereich von 900...2000 Hz in Abständen von jeweils 100 Hz, von 2000...5000 Hz in Abständen von jeweils 200 Hz. Da die Flachraumhöhe $H=10$ cm gewählt wurde, fiel die Frequenz 1700 Hz ($\lambda/2=H$) für die Messung aus. Denn für diese Frequenz wurde außer der ebenen Welle der Ordnung $n=0$ auch die Welle für $n=1$ angeregt, für die hier die Phasengeschwindigkeit $c_{ph}=\infty$ ist. Das heißt, dieser Wellentyp breitet sich überhaupt nicht aus. Auf dem Oszilloskopenschirm waren nur langsam abklingende Schwingungen sichtbar, die den Meßimpuls (erste Reflexion vom Winkelspiegel) völlig überdeckten. Bei 3400 Hz trat diese Erscheinung nicht ein.

Die aus den gemessenen Reflexionsfaktoren berechneten Schluckgrade sind als Funktion der Frequenz mit dem Einfallswinkel als Parameter in den Abb. 2 und 3 durch ausgezogene Kurven dargestellt. Das Auftreten der ersten „Dickenresonanz“ (s. Gl.(5)) ist bei kleinen Einfallswinkeln gut erkennbar. Aus der Winkelabhängigkeit

Tabelle I

Schluckstoff	Dicke [cm]	Material	ρ [g · cm ⁻³]	r_a' * [cm ⁻³ · g · s ⁻¹]	r_a^{**} [cm ⁻³ · g · s ⁻¹]	P' *	P^{**}	χ^{**}
Gerrix-Glasfaserplatte V	4,5	gebundene Glasfasern	0,050	17	25	0,97	0,97	1,5
Gerrix-Glasfaserplatte X	2	gebundene Glasfasern	0,10	36	45	0,95	0,95	1,3
Hallonit	3	gebundene Mineralwolle	≈ 0,20	41***	70	0,83	0,80	2,5
Holzwolle mit Unterteilung in Zellen von $5 \cdot 10 \text{ cm}^2$	5	gepreßte Holzspäne	0,060					
Holzwolle, ohne Unterteilung	5	gepreßte Holzspäne	0,060					mittlerer Spanquerschnitt $2,5 \cdot 0,3 \text{ mm}^2$

* r_a' wurde mittels Gleichströmung, P' wurde statisch gemessen [13].

** Diese Werte wurden der Berechnung zugrunde gelegt und geben den gemessenen Schluckgradverlauf am besten wieder.

*** Dieser Wert war für eine Schichtdicke $d = 5 \text{ cm}$ bestimmt worden.

des Schluckgrades wurde graphisch der mittlere Schluckgrad a_{stat} bestimmt. Die erhaltenen Werte sind in Abb. 6a und 6b eingetragen.

Mit Hilfe der Gl.(2a) und (4) lassen sich die gemessenen Schluckgradkurven nach geeigneter Wahl von r_a , P und χ für die ersten drei Materialien der Tabelle I gut berechnen (siehe gestrichelte Kurven in Abb. 2 bis 6). Dabei wurde in Übereinstimmung mit anderen Messungen [13]

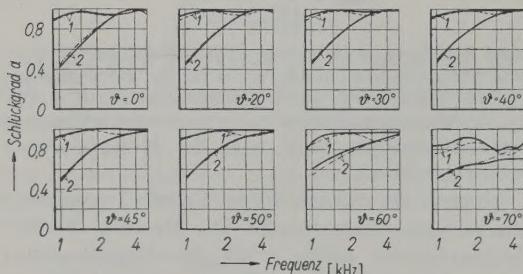


Abb. 2. Schluckgrad von porösen Materialien.

- (1) Gerrix-Glasfaserplatte V, Dicke 4,5 cm, Dichte $0,050 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$;
- (2) Gerrix-Glasfaserplatte X, Dicke 2 cm, Dichte $0,10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$;
- gemessen, - - - und - - - - berechnet.

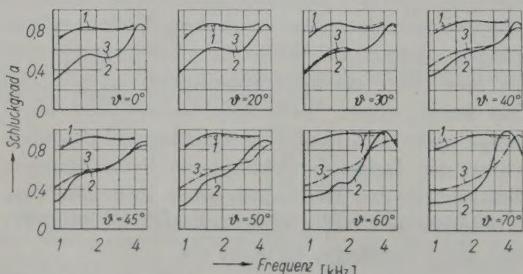


Abb. 3. Schluckgrad von porösen Materialien.

- (1) Hallonit, Dicke 3 cm, Dichte $0,20 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$;
- (2) Gepreßte Holzwolle, Dicke 5 cm, Dichte $0,06 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, Unterteilung in Zellen durch Metallbleche in jeweils 5 cm Abstand;
- (3) Wie (2), aber ohne Unterteilung;
- und - - - - gemessen, - - - - berechnet.

gefunden, daß die beste Annäherung bei Annahme isothermer Zustandsänderung ($s = 1,4$) erreicht wird. Es gibt nur eine Kombination der drei Werte r_a , P und χ , die sowohl den Schluckgradverlauf für senkrechten als auch für allseitigen Schalleinfall gleich gut wiedergibt. Zur Bestimmung der nach Gl.(3) definierten mittleren Schluckgrade wurde ein Diagramm von MORSE und BOLT [2] benutzt. Die berechneten Kurven sind in den entsprechenden Abbildungen eingezeichnet; nur für die Gerrix-Glasfaserplatte V treten größere Abweichungen im Bereich von 2–5 kHz auf, die sich zu streifendem Einfall hin stärker ausprägen. Der Grund dafür ist, daß in diesem Material mit geringer Dichte parallel zur Materialoberfläche eine Wellenausbreitung stattfinden kann, für die wahrscheinlich auch noch ein anderer Strukturfaktor gilt. In diesem Fall ist Gl. (4) nicht mehr erfüllt, die einen winkelunabhängigen Wandwiderstand angibt. Da die Glasfaserplatten aus geschichteten und gepreßten Glasfasern bestehen, sind sie nicht isotrop; daher ist $\chi > 1$. Bei Hallonit wird der größere Strukturfaktor wahrscheinlich durch starke Inhomogenitäten im Material hervorgerufen, bedingt durch Schlackebeimengungen mit verschiedenen Korngrößen. Auffällig ist, daß die experimentell gefundenen Strömungswiderstände stets größer sind als die aus Gleichströmungsversuchen gewonnenen. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß für die besprochenen Schluckstoffe Messung und Berechnung recht gut übereinstimmen. Dagegen war es nicht möglich, die gemessenen Schluckgradkurven in Abb. 3 und 6b für die Holzwolleschlucker nach Gl.(2a) und (4) zu berechnen.

b) Schwingungsfähige Schluckanordnungen

a) Poröser Schluckstoff mit Abdeckung

Untersucht wurde die in Abb. 4 skizzierte ballige Anordnung aus Packwatte (Dichte

$\rho \approx 0,06 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ in gepreßtem Zustand) mit einer schwingungsfähigen, biegeweichen Abdeckung durch eine Kunststoff-Folie (Igelit).

Ihr Wandwiderstand \overline{W}_b ergibt sich aus der Hintereinanderschaltung des Packwatte widerstandes $\overline{W}_p = \overline{Z}_p \cdot Z_0$ nach Gl.(4) und des Massenwiderstandes $i\omega M$ (M = Folienmasse je Flächeneinheit) der Igelitfolie.

Dazu kommt noch ein reeller Summand R^* . Aus den Messungen folgte, daß R^* groß und unabhängig von der Frequenz ist, also überwiegend durch Reibungsverluste verursacht sein muß und nicht durch Nachwirkungsverluste [14] in der Igelitfolie, die einen viel geringeren, frequenzabhängigen Wirkwiderstand liefern würden. Ein zusätzlicher Federungswiderstand, herrührend von der unter Zugspannung stehenden Folie und der Elastizität der gepreßten Packwatteschicht, wurde dabei nicht berücksichtigt. Für den winkelunabhängigen Wandwiderstand folgt:

$$\overline{W}_b = R^* + i\omega M + \overline{W}_p. \quad (6)$$

In erster Näherung läßt sich der Imaginärteil $\text{Im}(\overline{W}_b)$ schreiben:

$$\text{Im}(\overline{W}_b) \approx i\omega M - i \frac{\rho_0 c_0^2}{\omega d P_s}, \quad (7)$$

wobei der zweite Summand den Federungswiderstand der Luft in der Packwatteschicht angibt. Wenn $\text{Im}(\overline{W}_b) = 0$, so erreicht der Schluckgrad der Anordnung ein absolutes Maximum, das bei der Frequenz

$$f_{res} \approx \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_0}{MPds}} \quad (8)$$

liegt. Die Schluckgradfrequenzkurve stellt eine Resonanzkurve dar, da bei tiefen Frequenzen der Federungswiderstand der porösen Schicht, bei hohen der Massenwiderstand der Folie überwiegt.

Es wurden drei verschiedene Anordnungen untersucht:

1. Abdeckung aus einer Igelitfolie (Stärke $100 \mu\text{m}$) der Flächenmasse $M = 1,35 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ mit einer Unterteilung des Hohlraumes von 8 cm Abstand, mittlere Hohlraumtiefe $d \approx 10 \text{ mm}$.
2. Wie 1, aber mit einer Unterteilung von 150 cm Abstand, mittlere Hohlraumtiefe $d \approx 12 \text{ mm}$.
3. Abdeckung aus einer Igelitfolie (Stärke $200 \mu\text{m}$) der Flächenmasse $M = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ mit Unterteilung in 8 cm Abstand, mittlere Hohlraumtiefe $d \approx 8,5 \text{ mm}$.

Die Anordnungen wurden auf ebenen Holzbrettern befestigt, deren Breite etwas geringer war als die Höhe des Winkelspiegels. Schwammgummistreifen sorgten für eine gute Dichtung zwischen den Berührungsflächen mit dem Flachraumboden und -dach. Leisten des Querschnitts $7 \times 7 \text{ mm}^2$ an den Längsseiten der Holzbretter bildeten zusammen mit quer dazu verlaufenden Unterteilungen aus Leisten desselben Querschnitts Zellen, die durch die Igelitfolien abgedeckt wurden. Durch Befestigen der Folien an den Längsseiten und den Querstegen entstanden gewölbte Abdeckungen wegen der großen Füllung der Zellen mit Packwatte, die besonders bei den kleinen Zellen ausgeprägt waren. Die Höhe der Zellen, bedingt durch die Flachraumhöhe, hat wegen der verwendeten Meßmethode keinen Einfluß auf den Wandwiderstand, da der Schalldruck über die Flachraumhöhe bei dem benutzten Wellentyp der Ordnung

$n=0$ konstant ist. Eine Wellenausbreitung im Hohlraum zwischen Abdeckung und Holzbrett kann bei der geringen Hohlraumtiefe nur quer zur Flachraumhöhe und parallel zur Abdeckung erfolgen. Infolge der Unterteilung durch Querstege sind Hohlraumresonanzen möglich, wenn die Wellenlänge ein ganzzahliges Vielfaches der doppelten Querstegabstände beträgt und die Querdämpfung gering ist. Die Resonanzen und die Absorption solcher Querwellen wurden von LAUFLER [15] nachgewiesen. Auf diese Auswirkung einer Hohlraumunterteilung wird bei der Begründung der Meßergebnisse eingegangen.

Der Berechnung des Wandwiderstandes \overline{W}_b wurden folgende Werte für die Packwatteschicht zugrunde gelegt: Strömungswiderstand $r_a = 30 \text{ cm}^{-3} \text{ gs}^{-1}$, Porosität $P = 0,9$, Strukturfaktor $\chi = 1$, adiabatische Zustandsänderung $s = 1$. Der gemessene Höchstwert des Schluckgrades in Abhängigkeit vom Schalleinfallsinkel gestattet die Berechnung des zusätzlichen Wirkwiderstandes R^* . Für die Anordnung 1 ergab sich der Wert $R^* = 3,75 \rho_0 c_0$, für die Anordnung 3 der Wert $R^* = 5 \rho_0 c_0$. Der Beitrag, den der Packwatteströmungswiderstand zum Realteil des Wandwiderstandes \overline{W}_b liefert, ist im Bereich 1000 Hz $\leq f \leq 5000$ Hz geringer als 8% von R^* . Die berechnete Resonanzfrequenz gemäß Gl.(8) ist für die Anordnung 1: 1700 Hz, für die Anordnung 2: 1140 Hz.

Die gemessenen Schluckgrade sind in den Abb. 4 und 5 dargestellt, die berechneten Werte sind durch gestrichelte Kurven wiedergegeben. Die berechneten und gemessenen Kurven stimmen recht gut überein, besonders in bezug auf die

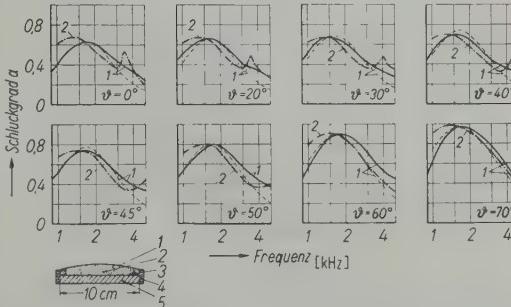


Abb. 4. Schluckgrad von porösen Stoffen mit Abdeckung.

(1) Raum zwischen Abdeckung und harter Wand unterteilt durch Leisten in $b = 8 \text{ cm}$ Abstand; —— gemessen, - - - berechnet.

(2) Zwischenraum unterteilt durch Leisten in $b = 150 \text{ cm}$ Abstand, - - . . . gemessen.

Querschnitt der Anordnung:

(1) Abdeckung aus Igelitfolie (Flächenmasse $M = 1,35 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$);

(2) Füllung mit Packwatte (Dichte in gepreßtem Zustand $0,06 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$);

(3) Randleiste vom Querschnitt $7 \times 7 \text{ mm}^2$;

(4) Dichtungsstreifen aus 5 mm starkem Schwammgummi;

(5) Montagebrett vom Querschnitt $10 \times 2 \text{ cm}^2$.

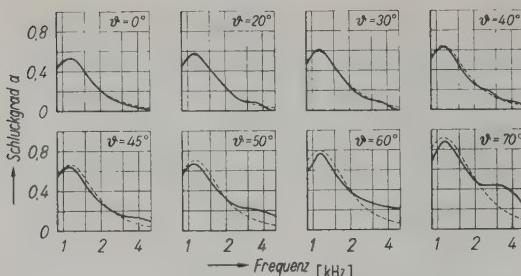


Abb. 5. Schluckgrad von porösen Stoffen mit Abdeckung, Anordnung gemäß der Skizze in Abb. 4, aber mit einer Igelitfolie der Flächenmasse $M = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, Zwischenraum unterteilt durch Leisten in $b = 8 \text{ cm}$ Abstand; —— gemessen, - - - berechnet.

Resonanzfrequenz. Die gemessenen Kurven 2 in Abb. 4 zeigen, daß die Frequenz des Schluckgradmaximums auch für die nicht unterteilte Anordnung unabhängig von ϑ ist. Die starke Packwattefüllung wirkt hier bereits wie eine Unterteilung durch Querstege. Bei höheren Frequenzen nimmt der gemessene Schluckgrad mit

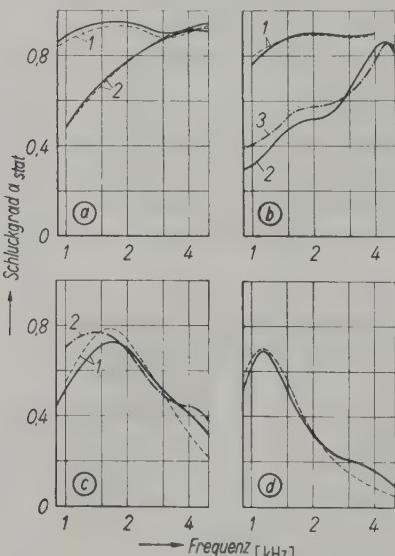


Abb. 6. Schluckgrad für allseitigen Schalleinfall.

- (a) (1) Gerix-Glasfaserplatte V, (2) Gerix-Glasfaserplatte X.
- (b) (1) Hallonit, (2) Gepreßte Holzwolle mit Unterteilung, (3) Wie (2), aber ohne Unterteilung.
- (c) (1) Packwatte abgedeckt mit Igelitfolie ($M = 1,35 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$), Zwischenraum unterteilt ($b = 8 \text{ cm}$), (2) Wie (1), aber ohne Unterteilung ($b = 150 \text{ cm}$).
- (d) Wie (c1), aber Abdeckung aus Igelitfolie der Flächenmasse $M = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, Unterteilung $b = 8 \text{ cm}$;

und —— Mittelwerte, graphisch bestimmt aus Darstellungen des Schluckgrades als Funktion des Einfallswinkels unter Verwendung der Meßkurven der Abb. 2, 3, 4 und 5; - - - berechnet nach MORSE und BOLT [2].

wachsendem Einfallswinkel gegenüber dem berechneten auf Grund der Dämpfung von Querwellen im Hohlraum zu, deren Einfluß rechnerisch nicht erfaßt werden konnte. Da auch bei der Anordnung 2 die Resonanzfrequenz unabhängig vom Einfallswinkel ist, genügt die Füllung mit Packwatte, um eine Querwellenausbreitung weitgehend zu verhindern und den Wandwiderstand nahezu unabhängig vom Einfallswinkel zu machen.

Den Frequenzgang des Schluckgrades a_{stat} zeigen die Abb. 6c und 6d. Da der Betrag des Wandwiderstandes für die untersuchten Anordnungen für alle Frequenzen größer als $1,5 \rho_0 c_0$ ist (Überanpassung), ist stets $a_{stat} > a(\vartheta = 0^\circ)$.

β) Lochresonator

Die Verwendung von Anordnungen mit perforierten Abdeckungen ist sehr beliebt, da sich durch geeignete Wahl der Perforierung p ($p = \text{Verhältnis der Lochflächen zur Gesamtoberfläche der Abdeckung}$), der Lochdurchmesser und der Lochtiefe, der Hohlräumtiefe und poröser Schlucker im Hohlraum jede gewünschte Abstimmung (Resonanzfrequenz), der maximale Schluckgrad und die Schluckgüte (Produkt aus maximalem Schluckgrad und der relativen Halbwertbreite) nach Wunsch einstellen läßt. Theoretische Untersuchungen sind mehrfach angestellt worden [3], [8]. Die Wirkung einer Lochplattenabdeckung mit und ohne Unterteilung dahinter behandelt BRILLOUIN [16]. Einen umfassenden Überblick über alle Arten von Resonanzabsorbern gibt OBERST [17]. Messungen für schrägen Einfall wurden von INGÅRD und BOLT [8] für einen Lochresonator angegeben, bei dem die Lochplatte mit einer dünnen, porösen Stoffsicht im Hohlraum abgedeckt wurde. Bei dieser Anordnung lassen sich für die Wirkung der porösen Schicht vereinfachende Annahmen machen und der Wandwiderstand ist für den Fall des Hohlraumes mit und ohne Unterteilung in guter Übereinstimmung mit den Messungen zu berechnen.

Bei der Berechnung des Wandwiderstandes \bar{W} lassen sich zwei Fälle leicht übersehen: \bar{W}_1 ist unabhängig vom Einfallswinkel ϑ , wenn die Unterteilung des Luftpolsters klein gegen die Wellenlänge ist; \bar{W}_2 ist abhängig von ϑ für nicht unterteilten Hohlraum. Es sei vorausgesetzt, daß die Löcher in der perforierten Platte und die Lochabstände klein gegen die Wellenlänge sind und die Platte selbst starr ist. Der Wandwiderstand entspricht im wesentlichen der Gl.(6). Ohne Füllung des Hohlraumes mit Schluckstoff tritt anstelle von \bar{W}_p der Eingangswiderstand des Luftpolsters \bar{W}_L auf. Wird durch enge Unterteilung eine Querwellenausbreitung verhindert, dann gilt $\bar{W}_L = -iZ_0 \cot(k_0 d)$, im anderen Falle $\bar{W}_L = -iZ_0 [\cot(k_0 d \cos \vartheta)] / \cos \vartheta$. Dann folgt für die Anordnung mit Unterteilung:

$$\bar{Z}_1 = \frac{\bar{W}_1}{Z_0} = R + i[\gamma \cot(k_1 d) - \cot(k_1 d \gamma)], \quad (9)$$

ohne Unterteilung:

$$\bar{Z}_2 = \frac{\bar{W}_2}{Z_0} = R + i[\gamma \cot(k_1 d) - [\cot(k_1 d \gamma \cos \vartheta)] / \cos \vartheta] \quad (10)$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{\omega}{\omega_1}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad \text{und} \quad k_1 = \frac{\omega_1}{c_0}.$$

Die Resonanzfrequenz ist gegeben durch $l^*/pd = [\cot(k_1 d)]/k_1 d$. Als Näherung ($k_1 d < \pi/16$) folgt daraus mit Unterteilung:

$$f_1 = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{p}{l^* d}}, \quad (11)$$

$$\text{ohne Unterteilung: } f_2 = \frac{f_1}{\cos \vartheta}; \quad (12)$$

mit der effektiven Lochtiefe $l^* \approx l + (1 - \sqrt{p})l \cdot r_0$, wenn l die Plattendicke (gleich der Lochtiefe) und r_0 der Lochradius sind. Mit Gl.(2a) erhält man für den Schluckgrad mit Unterteilung:

$$a_1(\vartheta) = \frac{4R \cos \vartheta}{(R \cos \vartheta - 1)^2 : [\gamma \cot(k_1 d) - \cot(k_1 d \gamma)]^2 \cos^2 \vartheta}, \quad (13)$$

$$\text{ohne Unterteilung: } a_2(\vartheta) = \frac{4R \cos \vartheta}{(R \cos \vartheta + 1)^2 + [\gamma \cos \vartheta \cot(k_1 d) - \cot(k_1 d \gamma \cos \vartheta)]^2}, \quad (14)$$

und für die Winkelabhängigkeit des Schluckgradmaximums:

$$a_{max}(\vartheta) = \frac{4R \cos \vartheta}{(R \cos \vartheta + 1)^2}. \quad (15)$$

Das Verhalten des Schluckgrades ist besser zu übersehen, wenn $k_1 d < \pi/16$ ist. Dafür gilt mit Unterteilung:

$$a_1(\vartheta) = \frac{a_{max}}{1 - \frac{1}{(\Delta f/f_1)^2} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2} \quad (16)$$

und ohne Unterteilung:

$$a_2(\vartheta) = \frac{a_{max}}{1 + \frac{1}{(\Delta f/f_2)^2} \left(\frac{\gamma \cos \vartheta - 1}{\gamma \cos \vartheta} \right)^2} \quad (17)$$

mit den Ausdrücken

$$\frac{\Delta f}{f_1} = \left(\frac{R \cos \vartheta + 1}{\cos \vartheta} \right) k_1 d \quad (18a)$$

$$\text{und } \frac{\Delta f}{f_2} = (R \cos \vartheta + 1) k_1 d \quad (18b)$$

für die relativen Halbwertbreiten.

Die Phasengeschwindigkeit von Querwellen im Hohlraum [3] ist näherungsweise gegeben durch den Ausdruck

$$c_{ph} = c_0 \sqrt{1 - \frac{\rho_0 c_0^2}{Md\omega^2}} = c_0 \sqrt{1 - (f_1/f)^2} \quad (19)$$

mit $M = \rho_0 l^* / p$.

Daraus folgt, daß für Frequenzen $f < f_1$ überhaupt keine Querausbreitung stattfindet (da für $f < f_1$ keine Koinzidenz (s. [3], § 58) möglich ist), c_{ph} für $f > f_1$ mit wachsender Frequenz sehr bald gleich c_0 wird. Unterhalb der Resonanzfrequenz wirkt die Hohlraumtiefe d bereits wie eine Unterteilung. Das Auftreten von Querwellen drückt sich in einer Abnahme der Luftpolsterfederung aus. Mit wachsendem Einfallswinkel ϑ erfolgt diese Abnahme proportional $\cos^2 \vartheta$, das Luftpolster wird härter und die Frequenz des Schluckgradmaximums verschiebt sich zu höheren Fre-

quenzen (s. Gl.(12)). Ist der Hohlraum durch Querstege in Zellen der Breite b unterteilt, dann sind Querresonanzen bei den Frequenzen f_q möglich, wenn $b = (n+1)\lambda_q/2$ wird (λ_q = Querwellenlänge). Mit Gl.(19) folgt hierfür:

$$f_q^{(n)} = f_1 \sqrt{(n+1)^2 A_1^2 + 1} \quad (n=0,1,2,\dots) \quad (20)$$

$$\text{mit } f = f_q^{(n)} \text{ und } A_1 = \frac{\lambda_1}{2b}$$

(Verhältnis der Resonanzwellenlänge für $\vartheta=0^\circ$ zur doppelten Zellenbreite). CREMER (s. [3], § 64) berechnet den Schluckgrad für eine schräg einfallende Welle, der unter Berücksichtigung der Strahlungsdämpfung des Resonators auftritt, wenn die Zellen durch Randdämpfungen für die Querwellen reflexionsfrei abgeschlossen sind. Die Rechnung führt auf einen optimalen Schluckgrad $a_{opt}=0,81$, der für den durch Gl.(21) gegebenen Einfallswinkel erreicht wird

$$\cos \vartheta_{opt} = 16 \frac{bd}{\lambda_1^2} \sqrt{1 - \left(\frac{f_1}{f} \right)^2}. \quad (21)$$

Untersucht wurde die in Abb. 7 skizzierte Anordnung, deren Abdeckung aus einer 3 mm starken Hartpappe-Platte bestand. Der Lochdurchmesser betrug $2r_0 = 2,5$ mm, die Hohlraumtiefe $d = 7$ mm. Die Messung erstreckte sich dabei auf vier verschiedene Variationen dieser Anordnung:

1. Zellenbreite $b = 8$ cm oder $A_1 = 1,4$;

a) ohne Randdämpfung (Abb. 7)

b) mit Randdämpfung (Abb. 8)

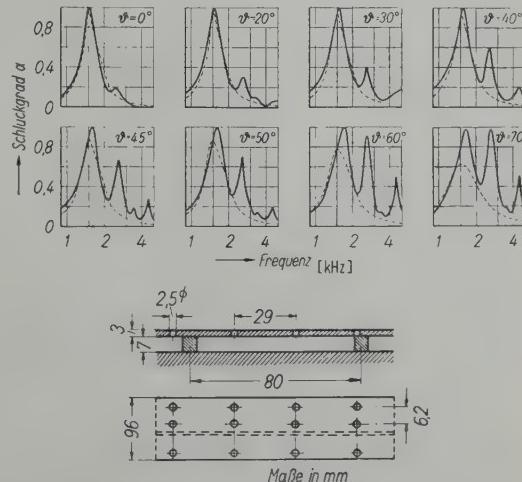


Abb. 7. Schluckgrad für einen Lochresonator, Hohlraum mit Unterteilung ($b = 8$ cm) ohne Schluckstofffüllung; —— gemessen, - - - berechnet mit $R = 0,7$ und $k_1 d = 0,194$.

Anordnung: Abdeckung aus 3 mm starker Hartpappe mit Reihenlochung (Lochdurchmesser 2,5 mm), Hohlraumtiefe $d = 7$ mm, Unterteilung im Abstand $b = 8$ cm, ohne Schluckstofffüllung.

2. Zellenbreite $b = 150$ cm oder $A_1 \approx 0,074$;
 a) ohne Randdämpfung (Abb. 9)
 b) mit Randdämpfung (Abb. 8)

Die Randdämpfung bestand aus Packwattestreifen von $1 \times 2 \text{ cm}^2$ Querschnitt mit einer Dichte $\varrho \approx 0,05 \text{ g/cm}^3$.

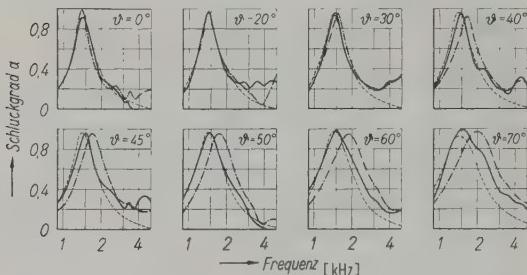


Abb. 8. Schluckgrad für einen Lochresonator, Anordnung gemäß der Skizze in Abb. 7, Dämpfung des Hohlraums durch Packwattestreifen des Querschnitts $1 \times 2 \text{ cm}^2$, angebracht längs der Unterteilungsleisten; Hohlraum mit Unterteilung ($b = 8 \text{ cm}$), —— berechnet für $R = 1,8$ und $k_1 d = 0,189$; Hohlraum ohne Unterteilung ($b = 150 \text{ cm}$), -·-— gemessen.

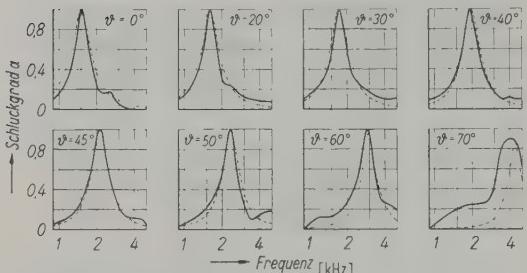


Abb. 9. Schluckgrad für einen Lochresonator gemäß der Abb. 7, Hohlraum ohne Unterteilung und ohne Dämpfung; —— gemessen, -·-— berechnet für $R = 1,4$ und $k_1 d = 0,194$.

Berechnete Werte: Perforation $p = 0,027$, effektive Lochtiefe $l^* = 0,48 \text{ cm}$; Resonanzfrequenz $f_1 = 1530 \text{ Hz}$; Querresonanzen $f_q^{(0)} = 2600 \text{ Hz}$, $f_q^{(1)} = 4500 \text{ Hz}$; $\vartheta_{opt} = 81,5^\circ$ für $f = f_q^{(0)}$, $\vartheta_{opt} = 80^\circ$ für $f = f_q^{(1)}$ nach Gl.(21). Abb. 7 zeigt eine gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung in der Umgebung der Resonanzfrequenz des Lochresonators bei kleinen Einfallswinkeln. Die Querresonanzen treten bei den berechneten Frequenzen auf; sie verursachen die zu streifendem Einfall hin zunehmende Abweichung zwischen berechnetem und gemessenem Schluckgradverlauf.

Die gemessenen Schluckgradkurven der Abb. 7 lassen auf einen relativen Wirkwiderstand R schließen, der dreimal so groß ist als der theoretisch auf Grund der inneren Reibung der Luft in den Löchern bzw. im Hohlraum berechenbare

R' . Unter Berücksichtigung der inneren Reibung gilt für „mäßig weite“ Löcher [17] $R' \geq 4 \cdot 10^{-5}$ $(\lambda_1/2\pi d)(\lambda_1/2\pi r_0)/\sqrt{f_1} = 0,22$; aus der gemessenen Winkelabhängigkeit des Schluckgradmaximums bei der Resonanzfrequenz f_1 folgt aus Gl.(15) $R \approx 0,7$. Dafür müssen andere Dämpfungsursachen als nur die innere Reibung verantwortlich sein wie z. B. die Rauigkeit der Loch- und Hohlräumwandungen, die sich rechnerisch bisher nicht erfassen lassen.

Bei den gemessenen Querresonanz-Schluckgraden lässt sich auf Grund der Meßmethode nicht genau sagen, ob ihre Größe der tatsächlichen Schluckung der Anordnung entspricht. Daraufhin deutet die Beobachtung von Impulsvorläufern, die unmittelbar vor dem ersten reflektierten Impuls auf dem Anzeigatoszillographen sichtbar wurden. Diese Vorläufer waren durch nichtgeometrische Reflexion am Winkelschenkel mit Meßobjekt entstanden, wie durch Abdeckung des anderen Winkelschenkels mit 100 % schlukkendem Material nachgewiesen werden konnte, die den geometrisch reflektierten Impuls unterdrückte, den Vorläufer jedoch nicht beeinflußte. Diese Beugungerscheinungen traten nur bei den Anordnungen mit Unterteilung ohne Randdämpfung auf für Frequenzen $f > 2,8 \text{ kHz}$ und $\vartheta > 45^\circ$. Nur für Frequenzen $f \geq f_q^{(0)}$ können an den Querstegen Druckverdopplungen für Querwellen auftreten, die sich mit der räumlichen Periode der Stege wiederholen. Daher wäre eine „Gitterbeugung“ denkbar. Aber bei einer Zellenbreite $b = 8 \text{ cm}$ könnte Beugung unter dem Streuwinkel ϑ_s gemäß der Beziehung $\sin \vartheta_s = \sin \vartheta + (n\lambda/b)$ erst bei Frequenzen $f > 4250 \text{ Hz}$ auftreten. Da auch die Amplituden der Vorläufer stets sehr viel kleiner als die der geometrischen Reflexionen waren und höchstens einem Reflexionsfaktor $|r| = 0,10$ entsprachen, sind Beugungerscheinungen vermutlich bei der hier besprochenen Anordnung von untergeordneter Bedeutung. Darauf deutet auch das Meßergebnis in Abb. 13b hin für den Schluckgrad des Zellengerüsts ohne Abdeckung. Die Zellenstruktur allein zeigt danach keine eindeutige „Gitterbeugung“. Schluckgrade $a < 0,2$ sind nicht mehr zuverlässig infolge der Ablesegenauigkeit am Oszilloskopenschirm.

Unter Verwendung der Gl.(13) wurde mit den aus den Messungen ermittelten relativen Wirkwiderständen $R = 0,7$ für die Anordnung 1a und $1,8$ für die Anordnung 1b der Schluckgrad für verschiedene Frequenzen und Einfallswinkel berechnet, nach Gl.(14) mit $R = 1,4$ für die Anordnung 2a. Qualitativ stimmen Messungen und Theorie auch hier gut überein. Infolge der Querwellendämpfung ist besonders bei den Frequenzen $f > f_1$ der gemessene Schluckgrad größer als der berechnete. Abb. 9 zeigt eindeutig die erwartete Winkelabhängigkeit der Resonanzfrequenz f_2 für den nichtunterteilten Hohlraum. Nicht erfüllt wird die Näherung Gl.(18b) für die relative Halbwertbreite als Funktion des Einfallswinkels. Danach muß $\Delta f/f_2$ mit wachsendem ϑ monoton abnehmen. Bei allen Resonanzabsorbern wurde das entgegengesetzte Verhalten gemessen. Die Ursache dafür ist vermutlich auf die im Ansatz für den Wandwiderstand gemachten vereinfachenden

Annahmen zurückzuführen, die hier nicht erfüllt sind; z. B. ist bereits $k_1 d = \pi/16$ für die besprochenen Lochabsorber. Ferner wurde bei der Besprechung der Gl. (19) schon erwähnt, daß für die Frequenzen $f < f_1$ die Luftpolstertiefe wie eine Unterteilung wirken kann. Bei hohen Frequenzen wird der Schluckgrad infolge der Rauigkeit der Hohlraumoberflächen gegenüber dem einer glatten Oberfläche zunehmen. Wie Abb. 8 für die Anordnung ohne Querstege, Randdämpfung an den Längsseiten parallel zur Ausbreitungsrichtung von Querwellen, zeigt, übt bereits diese geringe Randdämpfung eine starke Wirkung wie eine Unterteilung aus.

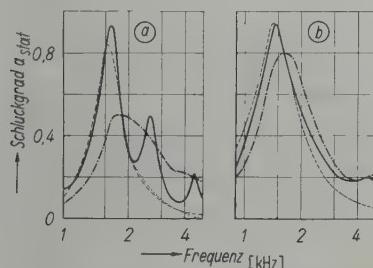


Abb. 10. Schluckgrad für allseitigen Schalleinfall für Lochresonatoren der Anordnungen aus Abb. 7, 8 und 9 (aus graphischer Mittelwertbildung s. Abb. 6).

- (a) Hohlraum ohne Dämpfung, mit Unterteilung:
— gemittelt aus Messungen; ····· gemittelt unter Vernachlässigung von Querresonanzen; - - - berechnet für $R = 0,7$ und $k_1 d = 0,194$; ohne Unterteilung: - - - - gemittelt aus Messungen.
- (b) Hohlraum mit Randdämpfung, mit Unterteilung: — gemittelt aus Messungen, - - - berechnet für $R = 1,8$ und $k_1 d = 0,189$; ohne Unterteilung: - - - - gemittelt aus Messungen.

Die mittleren Schluckgrade a_{stat} sind in Abb. 10a und b dargestellt. Im Vergleich zu den berechneten Kurven sieht man hier auch deutlich die Wirkung der Querresonanzen, die beim gedämpften Resonator schon nahezu unterdrückt werden und sich schwächer im Schluckgradverlauf andeuten. Die punktierte Kurve in Abb. 10a gibt den aus der Messung gewonnenen Mittelwert für die Anordnung 1a an, wenn die Querresonanzen nicht berücksichtigt werden. Die Übereinstimmung mit der Rechnung ist dann sehr gut.

γ) Folienresonator

Zur Absorption der Schallenergie für tiefe Frequenzen werden vorwiegend Plattenresonatoren verwendet. Infolge der großen Plattenmasse lassen sich mit verhältnismäßig geringen Wandabständen tief abgestimmte Resonanzabsorber herstellen, wie es Gl. (8) erkennen läßt.

Das Verhalten des Wandwiderstandes solcher Anordnungen ist allerdings schwierig zu übersehen, da bei den meist verwendeten Sperrholzplatten deren elastische Eigenschaften stark bemerkbar werden. Zur Klärung des grundsätzlichen Verhaltens wurde daher eine Anordnung gewählt, bei der die Platte nur als Masse zu berücksichtigen ist. An die Stelle der Lochplatte in der Skizze der Abb. 7 traten biegeweiche Igelitfolien. Für den Wandwiderstand dieser Anordnung gelten theoretisch dieselben Gleichungen wie für den Lochresonator. Zur Berechnung der Resonanzfrequenz ist die Flächenmasse M der Folien einzusetzen:

$$f_1 = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_0}{M \cdot d}}. \quad (22)$$

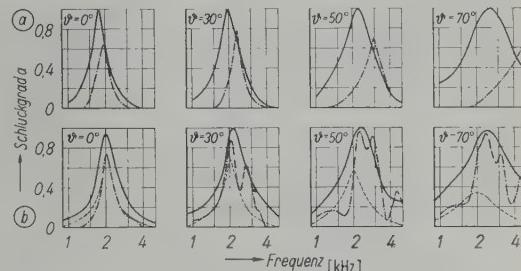


Abb. 11. Schluckgrad für Folienresonatoren. Anordnung wie in der Skizze in Abb. 7 mit Igelitfolie ($M = 1,35 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$) als Abdeckung.

- (a) Hohlraumtiefe $d = 7 \text{ mm}$, ohne Unterteilung

(b) $b = 150 \text{ cm}$: ——— gemessen mit Randdämpfung, - - - - gemessen ohne Randdämpfung.

- (b) Hohlraumtiefe $d = 7 \text{ mm}$, mit Unterteilung

(b) $b = 8 \text{ cm}$: ——— gemessen mit Randdämpfung, - - - - gemessen ohne Randdämpfung, - - - berechnet ohne Randdämpfung für $R = 0,32$ und $k_1 d = 0,26$.

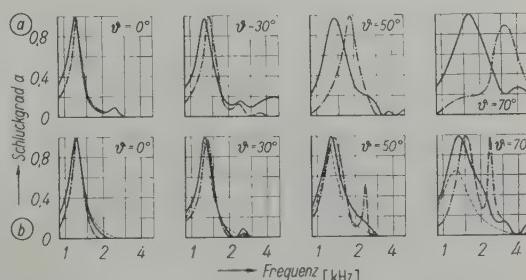


Abb. 12. Schluckgrad für Folienresonatoren, Abdeckung mit Igelitfolie ($M = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$).

- (a) Wie Abb. 11a;

(b) Wie Abb. 11b, aber Berechnung mit den Werten $R = 0,74$ und $k_1 d = 0,16$.

Die Abb. 11 und 12 geben die gemessenen Schluckgradkurven wieder. Die gemessenen und berechneten Resonanzfrequenzen stimmen gut überein, ebenfalls die Verschiebung der Resonanz

für die Anordnungen mit nicht unterteiltem Hohlraum gemäß Gl.(12) (s. auch Abb. 14b und 14c). Für die kleinste Unterteilung $b=8 \text{ cm}$, $A_1=1,1$ für die leichte Folie und $A_1=1,8$ für die schwerere Folie, tritt zu streifendem Einfall hin

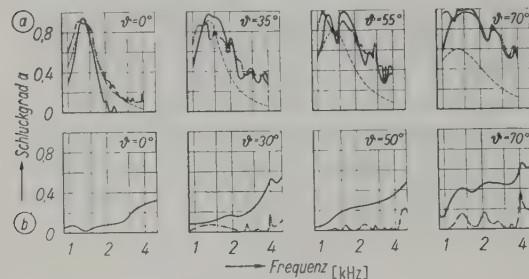


Abb. 13. Schluckgrade:

- (a) für ein Modell eines Plattenresonators, Abdeckung bestehend aus Postkarten der Flächenmasse $M = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, Hohlraumtiefe $d = 1,4 \text{ cm}$, mit Unterteilung ($b = 13,6 \text{ cm}$), mit Randdämpfung aus Packwattestreifen.
- (1) Festigung mit Nägeln in etwa 6 cm Abstand am Kartenrand; —— gemessen, —— berechnet für $R = 0,65$ und $k_1 d = 0,35$.
- (2) Befestigung mit Nägeln in etwa 1,8 cm Abstand; —— gemessen.
- (b) für eine Anordnung wie in Abb. 11b nach Entfernen der Abdeckung; —— gemessen mit Randdämpfung, —— gemessen ohne Randdämpfung.

nur noch eine geringe Verschiebung auf. Der Einfluß der Unterteilung geht am besten aus Abb. 15a hervor, die den mittleren Schluckgrad für verschiedene A_1 (Verhältnis der Resonanzwellenlänge für $\vartheta = 0^\circ$ zur doppelten Zellenbreite) angibt. Hierin kommt besonders stark der Anteil der Querresonanzen zum Ausdruck, die bei unge-

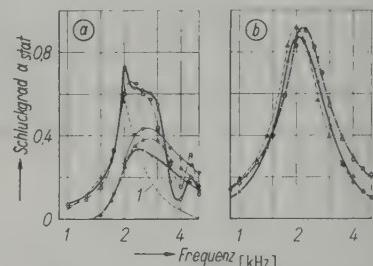


Abb. 15. Schluckgrad für allseitigen Schalleinfall.

- (a) Folienresonatoren, Anordnungen wie Abb. 11, ohne Dämpfung. Bestimmung der Mittelwerte aus Meßkurven (u. a. Abb. 11) wie in Abb. 6, $A_1 = \lambda_1/2b$ (Resonanzwellenlänge $\lambda_1 = 17,7 \text{ cm}$, b = Unterteilung in cm), $A_1 = 1,1$ ●●●, unter Vernachlässigung von Querresonanzen, Kurve berechnet; $A_1 = 0,6$ □□□; $A_1 = 0,15$ ▽▽▽; $A_1 = 0,10$ △△△; $A_1 = 0,06$ ×××
- (b) Wie (a), aber mit Randdämpfung und für $A_1 = 0,06$ ▲▲▲ mit Volldämpfung.

Tabelle II

Folienmasse M [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$]	Abstand der Unterteilung b [cm]	A_1	$(f_1/f_q^{(0)})^2$	$(f_1/f_q^{(1)})^2$	$c_{ph}^{(0)}$ [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	$a_{max}^{(0)}$	$\theta_{max}^{(0)}$
$1,35 \cdot 10^{-2}$ ($f_1 = 1900 \text{ Hz}$)	8	1,1	0,45	0,17	460	0,91	50°...60°
	15	0,6	0,73	0,44	650	0,99	40°...50°
$3,5 \cdot 10^{-2}$ ($f_1 = 1200 \text{ Hz}$)	8	1,8	0,24	0,07	390	0,98	70°

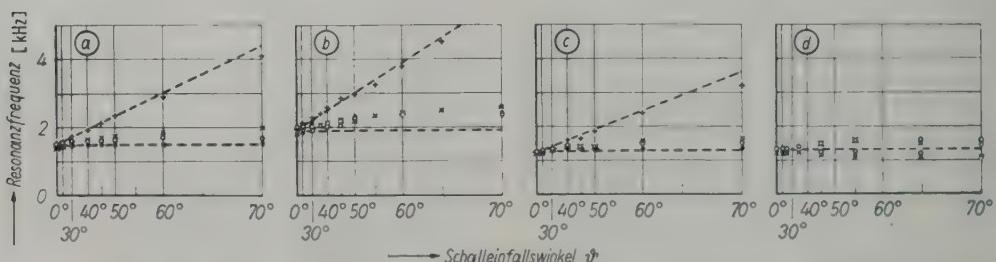


Abb. 14. Resonanzfrequenz schwingungsfähiger Schluckanordnungen in Abhängigkeit vom Schalleinfallswinkel. Abszisse prop. $1/\cos \theta$. Gemessen:

1. ○○○ mit Unterteilung, ohne Randdämpfung,
 2. ●●● mit Unterteilung, mit Randdämpfung,
 3. + + + ohne Unterteilung, ohne Randdämpfung,
 4. × × × ohne Unterteilung, mit Randdämpfung.
- (a) Lochresonator; 1. wie Abb. 7; 2. wie Abb. 8; 3. wie Abb. 9.
 - (b) Folienresonator; 1. und 2. wie Abb. 11b; 3. und 4. wie Abb. 11a.
 - (c) Folienresonator; 1. und 2. wie Abb. 12b; 3. und 4. wie Abb. 12a.
 - (d) Plattenresonator; ○○○ wie Abb. 13a,1), ××× wie Abb. 13a,2).

dämpftem, unterteiltem Hohlraum zu hohen Schluckgraden $a_{q\max}$ (s. Tabelle II, entnommen aus den Abb. 11b und 12b) führen, wenn das Verhältnis $f_1/f_q^{(n)}$ stark in die Phasengeschwindigkeit (s. Gl.(19)) ein geht.

Zur Berechnung wurden für den relativen Wirkwiderstand R solche Werte gewählt, die dem gemessenen Schluckgradverlauf für $\vartheta = 0^\circ$ möglichst gut entsprechen. Die Abb. 11b und 12b zeigen, wie zu streifendem Einfall hin Messung und Rechnung immer stärker voneinander abweichen. Die Winkelabhängigkeit des Schluckgradmaximums läßt vermuten, daß R mit wachsendem Einfallswinkel zunimmt, jedenfalls für ungedämpfte Anordnungen. Welchen Anteil daran die Reibung der Folien auf den Unterteilungsleisten und an den Befestigungen und welchen die ausgeprägten Querresonanzen haben, konnte nicht geklärt werden, da beide miteinander gekoppelt sind. Auf diese Kopplung deuten die Meßergebnisse bei gedämpftem Hohlraum hin. In diesem Fall werden Druckmaxima an den Zellenrändern im Hohlraum vermieden, wesentliche Schwingungsamplituden der Folien an den Rändern verhindert und die Reibungsverluste herabgesetzt werden.

Abb. 15b zeigt, daß die Wirkung einer Randdämpfung und die einer Vollständigung des Hohlraums nur wenig voneinander abweicht.

δ) Plattenresonator

Die Schluckgradkurven in Abb. 13a gelten für das Modell eines Plattenresonators. Als „Platte“ wurden Postkarten (Flächenmasse $M = 1,44 \cdot 10^{-2}$ g/cm², Kartenfläche 10×15 cm², Kartendicke 0,16 mm, statischer Elastizitätsmodul $E \approx 25000$ kp/cm²) verwendet, deren Eigensteife auf die Resonanzfrequenz noch keinen Einfluß hatte. Für die Hohlraumtiefe $d = 1,4$ cm ergibt sich die Abstimmung des Resonators bei 1350 Hz. Die Zellenbreite betrug etwa 13,5 cm ($A_1 = 0,93$), demnach sind Querresonanzen möglich bei $f_q^{(0)} \approx 1800$ Hz, $f_q^{(1)} \approx 2800$ Hz, $f_q^{(2)} \approx 4000$ Hz. Auf Grund der Plattensteife können die Karten zu Biegeschwingungen höherer Ordnungen angeregt werden und durch Reibungsverluste an den Befestigungen dem Schallfeld Energie entziehen. Der Meßbereich lag noch weit unterhalb der Koinzidenzgrenzfrequenz ([3], § 55). Näherungsweise berechnete Biegeeigenschwingungen wären bei 1200 und 1500 Hz zu erwarten.

Zwei verschiedene Variationen wurden untersucht: Erstens Befestigung mit 8 Nägeln je Karte (Abstand der Nägel am Kartenrand etwa 6 cm), zweitens Befestigung mit 28 Nägeln je Karte (Abstand der Nägel am Kartenrand etwa 1,8 cm).

In beiden Fällen war der Hohlraum an den Zellenrändern durch Packwattestreifen gedämpft. Die Meßkurven der Abb. 13a zeigen für Schalleinfallsinkel $\vartheta > 0^\circ$ eine schlechte Übereinstimmung mit der Berechnung nach Gl.(13) infolge von Querwellen im Hohlraum und Biegeeigenschwingungen. Letztere sind hier wahrscheinlich dafür verantwortlich, daß zu streifendem Einfall hin die Reibungsverluste zunehmen. Die stärkere Befestigung wirkt sich in einer Herabsetzung des maximalen Schluckgrades und einer Verbreiterung der „Resonanzkurven“ aus. Das zeigt am besten Abb. 16c für den Schluckgrad bei allseitigem Schalleinfall.

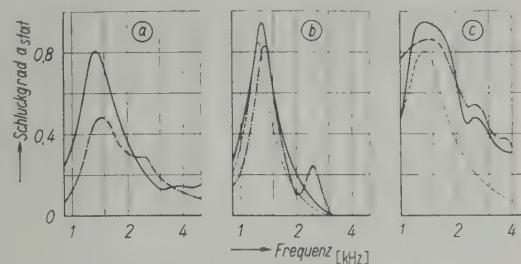


Abb. 16. Schluckgrad für allseitigen Schalleinfall.

- (a) Folienresonator ohne Unterteilung, Mittelwerte (graphische Mittelwertsbildung s. Abb. 6) aus den Meßkurven der Abb. 12, $A_1 = 0,095$ (Def. s. Abb. 15 a, Resonanzwellenlänge $\lambda_1 = 28,6$ cm), — mit Randdämpfung, - - - ohne Randdämpfung.
- (b) Wie (a), aber mit Unterteilung, $A_1 = 1,8$; — mit Randdämpfung, - - - ohne Randdämpfung (..... Querresonanzen vernachlässigt), - - - berechnet.
- (c) Plattenresonator mit Randdämpfung, mit Unterteilung, $A_1 = 0,93$; — Mittelwerte aus Abb. 13a Befestigungsart 1, - - - berechnet; - - - Mittelwerte aus Abb. 13a, Befestigungsart 2.

Zusammenfassend läßt sich für die technisch verwendeten Resonanzabsorbertypen sagen: Für Frequenzen unterhalb der Eigenresonanz bewirkt die Hohlraumtiefe ein Verhalten wie eine Unterteilung (s. Gl.(19)), oberhalb werden die Schluckeigenschaften stark durch Querwellen im Hohlraum beeinflußt, wobei die Abstände der Unterteilungen im Hohlraum maßgeblich sind. Die Verwendung von Randdämpfungen unterdrückt Querresonanzen und wirkt sich wie eine enge Unterteilung aus. Der gemessene Schluckgrad für allseitigen Schalleinfall ist auf Grund von Einflüssen der Querwellen und Biegeeigenschwingungen besonders bei Folien- und Plattenresonatoren wesentlich größer als der berechnete, wenn für den Wandwiderstand solche Werte vorgegeben werden, die den Schluckgradverlauf bei senkrechtem Schalleinfall richtig wiedergeben. Die Vor-

aussetzungen zur Theorie des Wandwiderstandes gelten für Grenzfälle, die praktisch kaum erfüllt werden; Messung und Theorie stimmen qualitativ überein, in bezug auf die Resonanzfrequenz auch quantitativ gut.

e) Keilanordnungen

Wegen ihrer Bedeutung für akustische Meßräume wurde das Verhalten des Reflexionsfaktors $|r|$ von Schluckkeilen bei schrägem Schalleinfall untersucht. Für diese Räume wird verlangt, daß von einer tiefen Grenzfrequenz an aufwärts stets $|r| < 0,1$ oder $a > 0,99$ ist. Solche Schluckkeile sollen einen reflexionsfreien Übergang vom Wellenwiderstand der Luft auf den Wandwiderstand der Raumwände bewirken. Nach einer unveröffentlichten Theorie von SCHOCH ist für Keile bei tiefen Frequenzen die Bedingung $r_a \cdot L \approx 6\varrho_0 c_0$ zu erfüllen (L = Keillänge). Hiermit und aus

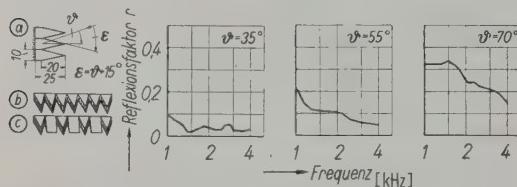


Abb. 17. Reflexionsfaktor $|r|$ von Keilanordnungen, Material: Glaswolle (Stopfdichte $0,10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), $|r|(\theta = 0^\circ) < 0,10$ für Frequenzen $f > 400 \text{ Hz}$. — gemessen für Anordnung (b).

- (a) Keilaufbau: Keillänge 20 cm, Keilhöhe 10 cm, Keilbasisbreite 10 cm, prismatischer Stumpf $5 \cdot 10 \cdot 10 \text{ cm}^3$.
- Meßanordnung:
- (b) Keile gleichförmig orientiert;
- (c) benachbarte Keile um 90° zueinander gedreht.

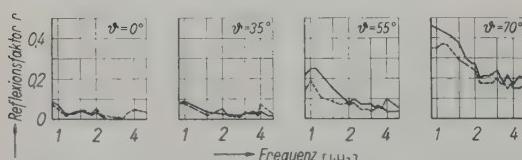


Abb. 18. Reflexionsfaktor von Keilanordnungen, Material: Gitter-Glasfaserplatte X, Keile aus 2 cm dicken Schichten aufgebaut nach Anordnung (a) der Abb. 17 ohne Stumpf; — gemessen für die Anordnung (b) der Abb. 17; - - - gemessen für die Anordnung (c) der Abb. 17.

Diagrammen von BERANEK [18] lassen sich für eine vorgegebene Grenzfrequenz die Keillänge L und die Dichte des porösen Keilmaterials bestimmen. Die Messungen zu Abb. 17 wurden an Keilen ausgeführt, die für eine Grenzfrequenz $f_{gr} = 400 \text{ Hz}$ berechnet waren, die gut durch Rohrmessungen bestätigt wurde. Abb. 17 zeigt, daß der Reflexionsfaktor zu streifendem Einfall hin anwächst, ebenso Abb. 18 und 19 (s. dazu auch

[14], S. 102) und zwar um so stärker, je größer r_a ist (Abb. 17: $r_a \approx 30 \text{ cgs}$; Abb. 18: $r_a \approx 45 \text{ cgs}$; Abb. 19: $r_a \approx 1200 \text{ cgs}$). Der Anstieg ist geringer, wenn man die Keile gemäß Abb. 17c orientiert, also die räumliche Verteilung der Keilflächen möglichst unregelmäßig macht. Die größte Reflexion erfolgt, wenn eine ebene Schallwelle auf die Keilseitenflächen nahezu senkrecht auftritt. Bei

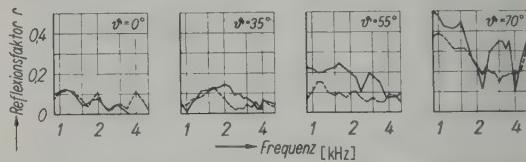


Abb. 19. Reflexionsfaktor von Keilanordnungen, Material: Weichfaserplatten, Keile aus 1 cm dicken Schichten aufgebaut nach Anordnung (a) der Abb. 17 ohne Stumpf; — gemessen für die Anordnung (b) der Abb. 17; - - - gemessen für die Anordnung (c) der Abb. 17.

der Messung wurden bei höheren Frequenzen Beugungerscheinungen festgestellt. Diese haben zur Folge, daß der gemessene Reflexionsfaktor geringer ist als es dem wirklichen reflektierten Energieanteil entspricht.

Herrn Prof. Dr. ERWIN MEYER danke ich für die Anregung und sein ständiges Interesse an dieser Arbeit.

(Eingegangen am 1. Juni 1952.)

Schrifttum

- [1] HARRIS, C. M. und MOLLOY, CH.T., J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 1.
- [2] MORSE, PH.M. und BOLT, R.H., Sound waves in rooms. Rev. mod. Phys. **16** [1944], 69.
- [3] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Band III. S. Hirzel Verlag, Leipzig 1950.
- [4] PARIS, E. T., Phil. Mag. **5** [1928], 489.
- [5] CREMER, L., Elektr. Nachr. Techn. **10** [1933], 5.
- [6] KÜHL, V. und MEYER, E., Sitzungsber. Preuß. Akad. Wiss., Math. phys. Kl. **26** [1932], 1.
- [7] SCHUSTER, K., Akust. Z. **3** [1938], 137.
- [8] INGÅRD, U. und BOLT, R.H., J. acoust. Soc. Amer. **23** [1951], 533.
- [9] TAMM, K., Akust. Z. **6** [1941], 16.
- [10] LANGE, TH., Schallreflexionsmessungen bei schrägem Einfall nach einem Impulsverfahren im Flachraum. Diplomarbeit, Göttingen, 1948.
- [11] WAETZMANN, H. und WENKE, W., Akust. Z. **4** [1939], 5.
- [12] ZWIKKER, C. und KOSTEN, C. W., Sound absorbing materials. Elsevier Publishing Co., New York 1949.
- [13] Messungen von R. THIELE, III. Phys. Inst. Universität Göttingen 1951.
- [14] MEYER, E. und TAMM, K., Acustica, Beiheft 2 [1952], AB 91.
- [15] LAUFFER, H., Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **49** [1937], 9.
- [16] BRILLOUIN, J., Cahier du centre scientifique et technique du bâtiment, No 31 (1949).
- [17] OBERST, H., Resonanzabsorber für Luftschatll. Acustica, im Druck.
- [18] BERANEK, L. L. und SLEAPER, H. P., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 140.

EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE DAMPING OF PULSATING AIR BUBBLES IN WATER

by M. L. EXNER and W. HAMPE

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Summary

1. The experiments showed that the damping of pulsating air bubbles in water for bubbles with resonant frequencies up to 100 kc/s can be explained theoretically by the energy losses due to sound radiation and heat conduction.

2. From the result of the first part of the measurements, the validity of MINNAERT's relation between radius and resonant frequency of the bubbles for frequencies higher than 50 kc/s became doubtful. Further investigations including direct measurements of the radii showed that the resonant frequencies of bubbles are considerably influenced by dust particles at higher frequencies. By association of dust particles at the surface of a bubble in the frequency range of 100 kc/s, the resonant frequency may rise up to 1.5 times the value given by MINNAERT's formula.

3. The damping of air bubbles is not influenced by association of dust particles.

4. In liquids with small surface tension, where no dust particles remain at the surface, all bubbles showed normal properties.

5. The damping due to viscosity seems to be considerably smaller than would be expected from LAMB's theory.

Sommaire

1. Les mesures faites montrent que l'amortissement de bulles d'air vibrant dans l'eau peut être expliqué théoriquement jusqu'à la fréquence de résonance 100 kHz, par les pertes d'énergie dues au rayonnement sonore et à la conduction thermique.

2. Les résultats de la première série de mesures montrent que la relation de MINNAERT entre le rayon et la fréquence de résonance des bulles est d'une validité douteuse aux fréquences supérieures à 50 kHz. De plus, des mesures directes du rayon des bulles indiquent que les fréquences de résonance de ces bulles dépendent considérablement, aux fréquences élevées, de la présence de particules de poussière. L'adhérence de particules de poussière à la surface des bulles peut, au voisinage de 100 kHz, multiplier par 1,5 la fréquence de résonance indiquée par la formule de MINNAERT.

3. L'amortissement des bulles d'air n'est pas influencé par l'adhérence de particules de poussière.

4. Dans les liquides ayant une faible tension superficielle, et où il n'y a pas de particules de poussière demeurant en surface, toutes les bulles ont des propriétés normales.

5. L'amortissement dû à la viscosité semble être beaucoup plus petit que celui prévu par la théorie de LAMB.

Zusammenfassung

1. Die Messungen ergaben, daß sich das Dämpfungsdecrement von Luftblasen im Wasser bis 100 kHz durch die Strahlungsdämpfung und die Wärmeleitungsdämpfung erklären läßt.

2. Die ersten Meßergebnisse stellten die Gültigkeit der MINNAERTSchen Beziehung zwischen Eigenfrequenz und Blasenradius im Frequenzgebiet oberhalb 50 kHz in Frage. Genaue Untersuchungen, bei denen der Blasenradius mikroskopisch gemessen wurde, zeigten, daß die Resonanzfrequenz der Blasen durch Staubteilchen stark beeinflußt wird. Durch Anlagerung von Staubteilchen an die Blasenoberfläche kann die Eigenfrequenz im Gebiet von 100 kHz bis auf das 1,5fache des Wertes ansteigen, der durch die MINNAERTSche Formel gegeben ist.

3. Die Dämpfung der Luftblasen wird durch die Anlagerung von Staub nicht verändert.

4. In Flüssigkeiten, deren Oberflächenspannung so klein ist, daß sich an ihrer Oberfläche keine Staubteilchen halten können, ist die MINNAERTSche Beziehung für alle Blasen erfüllt.

5. Der Dämpfungsanteil, der durch die Zähigkeit des Mediums bedingt ist, scheint erheblich kleiner zu sein, als man nach der Theorie von LAMB erwarten sollte.

1. Introduction

A gas bubble in a liquid, according to MINNAERT [1], acts like a radiator of zero order if it is exposed to a sound field. This zero order radiator, a "pulsating sphere", shows a sharply defined resonance at the frequency

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{3\kappa p_0}{\varrho_w}}, \quad (1)$$

where R is the radius of the bubble, $\kappa = c_p / c_v$ the ratio of the specific heats of the gas enclosed, and ϱ_w the density of the surrounding liquid. The compliance of this system is given by the pressure

p_0 of the enclosed gas, the mass by the surrounding liquid partaking in the pulsations. For investigations using the sound propagation in liquids, the knowledge of the attenuation of sound caused by gas bubbles present in the liquid is of great importance. Therefore MEYER and TAMM [2], LAUER [3], and one of the authors [4] determined the logarithmic decrement Λ of bubble oscillations for bubbles with resonant frequencies between 1 and 20 kc/s. In this frequency range the measured damping can be completely explained by losses originating from the following three processes:

1. Sound radiation of the pulsating bubble.
2. Heat conduction between gas and surrounding liquid. (The alterations of state become polytropic.)
3. Friction due to the viscosity of the surrounding medium partaking in the oscillations.

The damping caused by radiation is independent of frequency for resonant bubbles and amounts to

$$\Lambda_R = 0.048.$$

The damping due to heat conduction, calculated by PFRIEM [6], reaches a maximum value in the frequency range between 500 kc/s and 1 Mc/s being

$$\Lambda_{H\max} = 0.3.$$

The damping by viscosity according to LAMB [5] is given by

$$\Lambda_V = 4 \cdot 10^{-7} \nu_0,$$

and therefore at 100 kc/s should be about as great as the damping due to radiation. Measurements in liquids having higher viscosity than water indicate that the influence of viscosity on the damping of air bubbles is considerably smaller than given by LAMB (compare Fig. 8). The frequency dependence of the total damping

$$\Lambda = \Lambda_R + \Lambda_H + \Lambda_V$$

is plotted in Fig. 4, 6, 7 and 8 with full lines. The aim of this work was the determination of the damping of air bubbles in water with resonant frequencies in the range 20–130 kc/s. The radii R corresponding to these resonant frequencies are between 170 and 25 μm , and the velocities of rise amount to between 30 and 2 mm/s.

2. Description of the measuring method

During the measurement the bubble rises freely in a rigid-walled tube, the diameter of which is less than half a wavelength so that the sound pressure is constant over the cross-section of the

tube. The sound energy E_i , radiated by a transmitter at the lower end of the tube, is partly reflected by the bubble, E_r , and recorded by a probe microphone arranged between transmitter and bubble. According to ref. [4] the logarithmic decrement Λ of the oscillations of the bubbles can be calculated from the reflection coefficient $\sqrt{E_r/E_i}$ of a bubble oscillating with its resonant frequency:

$$\Lambda = \pi \sqrt{\frac{2}{r}} \frac{R}{E_i} \sqrt{\frac{E_i}{E_r}} = \pi \sqrt{\frac{2}{r}} \frac{R}{p_i} \frac{p_i}{p_r}.$$

(In ref. [4] the damping factor δ was used; this is related to Λ by $\delta = \Lambda/\pi$.) Here R is the radius of the bubble and r that of the tube, p_i and p_r are the sound pressures of the incident and reflected waves respectively.

Since it is difficult to measure the diameter of the bubble directly, we first determined it from the resonance frequency, which can be easily measured, using MINNAERT's relation (1). According to PFRIEM [6] instead of $\kappa = c_p/c_v$ a value 6% smaller than κ must be applied on account of heat conduction. To avoid disturbances by reflections at the surface and at the transmitter, a pulse method was developed for measuring the reflection coefficient of the bubbles (comp. Fig. 1).

A pulse generator generates pulsed oscillations with the measuring frequency. After amplification in a power amplifier these pulses are applied to a transmitter coupled with the lower end of the measuring tube. The series of waves radiated by the transducer proceeds along the tube, is recorded at the screen of an oscilloscope when passing the microphone (I) (Fig. 2), is reflected at the free surface, and is again recorded by the microphone (II)—its amplitude being diminished now by the damping of the measuring tube. A further reflection at the transducer yields a third—once more smaller—signal at the oscilloscope (III), etc. A pulse repetition rate of about 200 s^{-1} was chosen, synchronous with the sweep of the oscilloscope, thus yielding a standing picture as given in Fig. 2. If the bubble to be measured is at the point A, the pulse reflected from it will arrive earlier at the microphone than that coming from the surface. We get an additional pulse IV on the screen, drawn with dotted lines in Fig. 2, which, with the ascent of the bubble, is shifted towards II. Since a pressure microphone is applied, the amplitude of the recorded pulse is a direct measure for the pressure at the place of the microphone, as long as the amplification remains linear.

The energy of the signal reflected from the bubble cannot be referred to that of the direct

signal because of friction losses occurring in the tube. To get the corresponding energy of the direct signal, the energy of the reflected pulse is measured when the bubble is replaced by a 100% reflecting obstacle, a big bubble for instance, completely filling the cross-section of the tube. This calibration is done at several marked points of the tube.

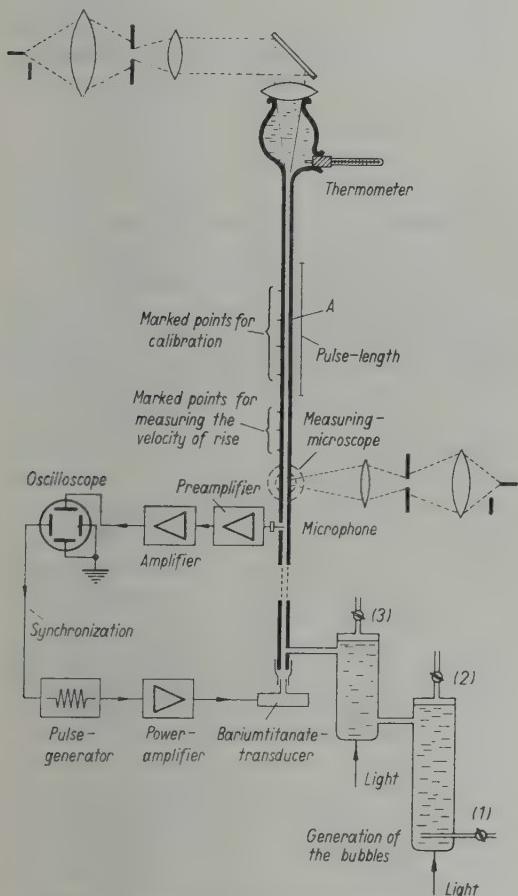


Fig. 1. Scheme of the measuring apparatus.

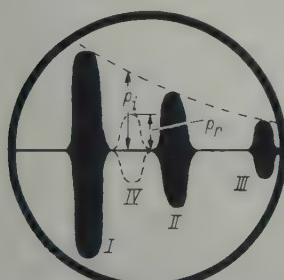


Fig. 2. Signals recorded on the screen of an oscilloscope. Signal II corresponds to the pulse reflected from the surface at the upper end of the tube, III to the succeeding reflection at the bariumtitanate disc. IV marks the pulse reflected from the bubble.

The measuring technique is as follows: The air bubble ascends in the tube. When it has passed the microphone, the signal IV, corresponding to the pulse reflected from the bubble, appears on the screen, at the right beside signal I. The resonant frequency of the bubble can be easily determined by varying the frequency. The reflected pulse IV has its maximum value in the case of resonance, because the amplitude of the forced oscillations of the bubbles is a maximum then and therewith the amount of energy withdrawn from the sound field and re-radiated. Depending on the decrement occurring, the resonant frequency can be determined with a maximum error of about 3%. As soon as the bubble passes one of the marked points mentioned above, the amplitude of the reflected pulse is measured and the reflection coefficient calculated therefrom.

Measurements were made at four marked points at a distance of 5 cm from each other. From the four values resulting, a mean value was taken.

The air bubble slowly dissolves in the liquid, if the latter is sufficiently degassed. Thus the resonant frequency of the bubble is continuously shifted to higher frequencies. A bubble which has passed the last calibration point can be brought back by lowering the water level in the tube and can be used once more for measurements at a frequency which is somewhat higher, etc. This means that with some practice it is possible to carry out measurements in the whole frequency range of the tube with a single bubble in the course of about 1 hour.

Single air bubbles of about $R = 50 \mu\text{m}$ are difficult to recognise. To facilitate the observation of the rising bubble, a small beam of light is sent into the tube from above. Thus illuminated, the bubble is visible as a small bright point on a dark background. In this way it can be established, whether the bubble ascends in the axis of the tube or not, this being of importance in the case of bubbles the absorption cross-section (comp. [4]) of which is comparable with the cross-section of the tube.

Measurements can only be made with a transducer having a fairly smooth frequency response curve, so that the pulses are radiated without distortions. In the frequency range between 15 and 60 kc/s this could be done with a magnetostrictive radiator with a variable capacitance connected in parallel. Between 46 and 130 kc/s a bariumtitanate transducer was used, the lowest natural frequency of which is about 130 kc/s. The housing of the bariumtitanate disc is mainly made of high damping materials such as ebonite and trolitul to avoid resonance effects.

The diameter of the tube to be used is restricted by the following conditions: 1. as already mentioned, the diameter must be smaller than half a wavelength; 2. the cross-section must be larger than the absorption cross-section of the bubble, which, according to [4] is given by

$$\sigma = \frac{3.19 \cdot 10^8}{A} \frac{1}{\nu_0^2} \quad (\sigma \text{ in } \text{cm}^2).$$

The tubes are made of glass with a wall thickness between 1 and 2 mm and therefore are only approximately rigid. Unfortunately the tube walls are excited to vibration when sound is radiated into the liquid. In consequence of that, distortions and additional signals occur. These vibrations of the tube walls, which especially disturb the measurements at the natural frequencies of normal modes of vibration of the tube, can be considerably reduced by embedding the tube in tough wax.

The microphone was a crystal microphone for waterborne sound according to TAMM [7], connected with the water by a small probe leading through the wall of the tube. The probe is insulated against vibrations of the tube wall by a rubber stopper.

Air bubbles between 30 and 80 μm in diameter can be easily produced e.g. in water coming from the water supply. Due to the pressure release, the dissolved air immediately forms a great number of bubbles of the desired order of magnitude. Further such bubbles can be generated by shaking water in a bottle. The difficulty is, to get one single bubble to an appointed place in the measuring tube. After several vain attempts, the following method was developed to get one single bubble with the desired diameter, using a gradual selection by the difference in the rate of rise of the bubbles (comp. Fig. 1). Through the tap (1) a large bubble is pressed into the lower part of a glass tube (3 cm in diameter, 20 cm in length). This bubble meets the wall and bursts into a great number of small bubbles. The larger bubbles ascend quickly and disappear at the surface, while the smaller ones follow slowly. When the bubbles of the desired order of magnitude have reached the opening of the branch tube, the water level is lowered by pressing air through tap (2), so that two or three bubbles get into the second similar tube. Here the bubbles are spread all over the cross-section of the tube and can be separated when one of them comes near the opening of the branch tube by lowering the water level of this vessel, too [tap (3)], by which one bubble is pressed into the measuring tube. To facilitate observation, these tubes too are illuminated indirectly.

In the course of the investigations, direct measurements of the diameter of the bubbles by microscope proved to be necessary. For this purpose the bubble had to be brought to a standstill by compensating its ascent with a corresponding velocity of the water in the opposite direction.

Another method to determine the radius of a bubble is to measure its rate of rise. According to LADENBURG [8] the following relation between rate of rise v and radius R of the bubbles is valid for bubbles the radius of which is smaller than 80 μm (corrected STOKES' formula):

$$v = 217.7 \frac{R^2}{\eta} \frac{1}{1 - 2.1 \frac{R}{r}}.$$

Here r is the radius of the tube and η the viscosity of the water, which depends considerably on temperature. (The figures are valid when cgs-units are applied.) Therefore temperature measurements are necessary at the place of the bubble. As during the determination of the radius of the bubble the water is streaming down with a velocity of about 5 mm/s, temperature measurements in the supply bowl at the upper end of the tube are sufficient. For control the temperature of the water streaming off tap (3) is measured and the mean value applied to the viscosity.

In the case of air bubbles with a radius $R \geq 80 \mu\text{m}$ the above relation can no longer be used, since due to the large rate of rise of such bubbles, the flow becomes turbulent, thus contradicting the presuppositions of the above equation. The rate of rise then increases linearly with the diameter of the bubbles, the influence of the viscosity of the water, according to ALLEN [9], being extremely low. Fig. 3 in which the rate of rise in mm/s (ordinate) is plotted against the radius in μm of the bubbles (abscissa) shows that the meas-

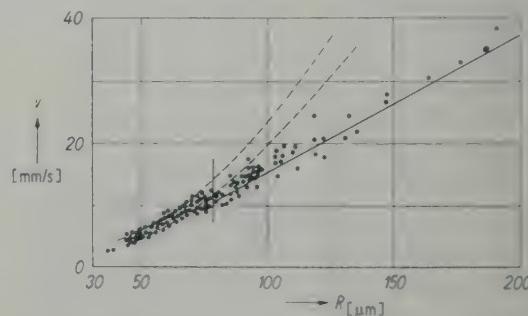


Fig. 3. Measured rate of rise of the bubbles in relation to their radii determined by microscope. The dotted parabolas limit the range expected according to STOKES, the straight line corresponds to the measurements of ALLEN [9]. The perpendicular dash marks the "critical radius", above which STOKES' formula is no more valid.

urements are in good agreement with the curve drawn in full given by ALLEN. The dotted parabolas limit the range to be expected according to STOKES.

The measurements are made in the following sequence: After the diameter of the bubble has been determined by microscope, the bubble ascends through the marked distance of 10 cm while the time needed is measured. At the same time the resonant frequency is determined, in order to be able to measure the reflected pulse at the first marked point only a short distance above the 10 cm mark. Shortly before the bubble arrives at the supply bowl, it is brought back to the microphone by lowering the water level, the temperature is measured at both the thermometers, and the same sequence begins once more.

3. Discussion of the results

In Fig. 4 the logarithmic decrement of pulsating air bubbles in water is plotted against the measured resonant frequencies of the bubbles.

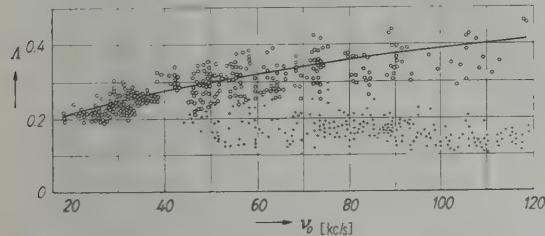


Fig. 4. Measured decrements of the damping of air bubbles in water as a function of their resonant frequencies. Full line: theoretical curve according to section one, circles: normal bubbles, crosses: anomalous bubbles.

Obviously there are two kinds of bubbles, the "normal" ones (marked by circles) the decrements of which agree with the theoretical damping as given in section 1 within the limits of measuring accuracy, and the "anomalous" bubbles with much lower decrements. The anomalous bubbles do not occur at all with resonant frequencies below 40 kc/s. Their percentage, however, rapidly increases with increasing resonant frequency and amounts to nearly 100% at 100 kc/s. Apart from the low damping a considerably higher rate of rise is observed with the anomalous bubbles than with normal ones having the same resonant frequency. This behaviour leads to the assumption that the anomalous bubbles are larger than the corresponding normal ones, i.e. that MINNAERT's relation is not valid in this case. Therefore the diameter of the bubbles was measured by microscope as described above to control the validity of MINNAERT's formula. The result is shown in

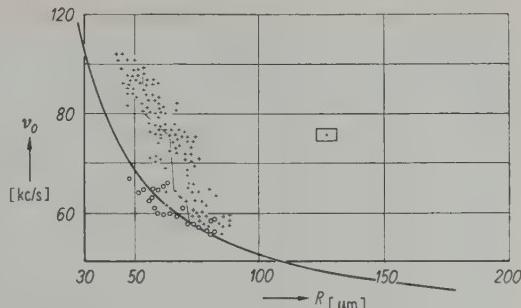


Fig. 5. Measured resonant frequency as a function of the radii of the bubbles measured by microscope. Full line curve: expected values according to MINNAERT, circles: normal bubbles, crosses: anomalous bubbles. The measuring points connected with a full line have been measured one after the other at one anomalous bubble. The rectangle in the middle of the figure indicates the measuring accuracy.

Fig. 5 in which the resonant frequency (ordinate) is plotted against the radius of the bubbles (abscissa). The full line hyperbola corresponds to MINNAERT's relation. The normal bubbles obey the formula, while the anomalous ones (crosses) as supposed show higher resonant frequencies. Seven measuring points, measured one after the other for one anomalous bubble, are connected with full lines. This bubble suddenly increased its resonant frequency several times. The same observation has been made with other anomalous bubbles too.

If the damping of the bubbles is not plotted against the measured resonant frequency, as was done in Fig. 4, but as a function of the radius, measured by microscope, Fig. 6 results. In this representation the difference between normal (circles) and anomalous bubbles (crosses) disappears, i.e. the anomalous bubbles, though having an anomalous resonant frequency, show a normal damping with respect to their diameter.

During the measurements of the radii of the bubbles by microscope small dust particles were observed at the surface of the anomalous bubbles, while the normal ones were free from dust. More-

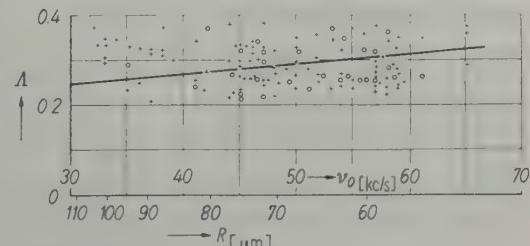


Fig. 6. Measured decrements of air bubbles in water as a function of their radii measured by microscope. Full line: theoretical values, circles: normal bubbles, crosses: anomalous bubbles.

over the percentage of normal bubbles in carefully cleaned water proved to be larger than in normal distilled water. Since, however, it is impossible to clean the water completely from all dust particles, the investigations were continued with liquids the surface tension of which is so small that no dust remains at the surface. The surface tension of n-butyl alcohol for instance amounts to only one third of that of water. In this liquid, at the surface of which no dust could be observed, only normal bubbles occurred. Measurements in water to which small amounts (10^{-4} to $10^{-2}\%$ by weight) of capillary active substances¹ such as sodium oleate, i-amyl alcohol, etc. had been

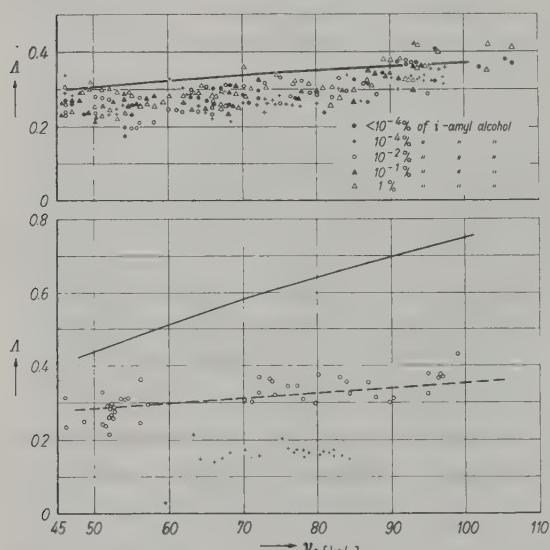


Fig. 7. Measured decrements of air bubbles in water containing various amounts of i-amyl alcohol in relation to the measured resonant frequencies.

Fig. 8. Measured decrements of air bubbles in glycol in dependence on the measured resonant frequencies. Full line: theoretical curve, dashed line: damping due to radiation and heat conduction alone, circles: normal bubbles, crosses: anomalous bubbles.

added, yielded the same result. Fig. 7 shows the decrements of the pulsations of air bubbles in water containing different concentrations of isoamyl alcohol in dependence on the measured resonant frequency. Within the limits of measuring accuracy, the measuring points agree with the theoretical curve² and no anomalous bubbles occur.

When measuring in glycol, the surface tension of which is only 35% smaller than that of water,

¹ The authors wish to thank Dr. RUDOLF AUERBACH, Berlin, for his suggestion concerning the capillary active substances.

² The theoretical curve was calculated for water.

also anomalous bubbles were observed, but in a smaller percentage than in pure water (Fig. 8). Some dust particles could be observed on the surface of glycol. As the viscosity of glycol is 10 times that of water, the damping in glycol, according to LAMB [5], should be twice as great as in water (full line in Fig. 8), but actually it does not considerably exceed the damping caused by radiation and heat conduction alone (dashed line).

After having thus shown that the increase of the resonant frequency of a bubble is connected with the association of dust particles, the mechanism of this effect should be explained. The increase of the resonant frequency can be due to: 1. a decrease of the mass of the medium M partaking in the oscillations, and 2. to a decrease of the compliance of the air enclosed.

The mass partaking in the oscillations is given by $M = 4\pi R^3 \rho_w$, the imaginary part of the impedance of a zero order radiator. Associated dust particles of course can only enlarge this mass. In a model experiment we attached pieces of very thin nylon thread to a big bubble and observed that the resonant frequency decreased.—The compliance of a bubble is ($F = 1/\omega_0^2 M$)

$$F = \frac{1}{12\pi R \kappa p_0} = \frac{1}{12\pi R (p_b + p_h + 2\sigma/R)}.$$

Here p_0 is the total pressure, p_b the atmospheric pressure, p_h the hydrostatic pressure and σ the surface tension of the liquid. A decrease of the compliance therefore could only be due to an increase of the surface tension. Since the influence the surface tension has on the resonant frequency of a 100 kc/s bubble is still very small (the part of the pressure caused by surface tension amounts to only 4%), the investigations will be carried on at higher frequencies to get knowledge about the effects connected with the surface tension.

The authors wish to thank Prof. Dr. E. MEYER for his kind interest and for many suggestions, and are further indebted to the Department of Scientific and Industrial Research, London, for having supported this work.

(Received 17th June, 1952.)

References

- [1] MINNAERT, M., Phil. Mag. **16** [1933], 235–248.
- [2] MEYER, E. und TAMM, K., Akust. Z. **4** [1933], 145–152.
- [3] LAUER, H., Acustica, Beihefte 1 [1951], 12–24.
- [4] EXNER, M., Acustica, Beihefte 1 [1951], 25–33.
- [5] LAMB, H., Lehrbuch der Hydrodynamik, 2nd German edition. B. G. Teubner, Leipzig 1931, p. 726.
- [6] PFRIEM, H., Akust. Z. **5** [1940], 202–212.
- [7] TAMM, K., Akust. Z. **6** [1941], 16–34.
- [8] LADENBURG, R., Ann. Phys. Lpz. **23** [1907], 447–458.
- [9] ALLEN, H. S., Phil. Mag. (5) **50** [1900], 323.

DAS RÄUMLICHE HÖREN

Von HANS KIETZ

Elektroakustisches Laboratorium der Atlas-Werke AG., Bremen

Zusammenfassung

Jeder normalhörende Mensch verbindet mit jedem Schalleindruck einen Richtungseindruck und auch einen Entfernungseindruck der Schallquelle. Für die Erklärung dieses Effektes dürfte eine Aufteilung des Problems in folgender Art zweckmäßig sein:

- | | |
|-------------------------------|--|
| 1. „Links — rechts“-Eindruck, | 4. „Nah — fern“-Eindruck, |
| 2. „Vorn — hinten“-Eindruck, | 5. Reine Töne, Geräusche, kurze Impulse, |
| 3. „Oben — unten“-Eindruck, | 6. Physikalische — physiologische Effekte. |

Der „Links — rechts“-Eindruck ist zurückzuführen auf Zeit- und Intensitätsdifferenzen in der Erregung der beiden Ohren, die beide gleichsinnig wirken und sich gegenseitig unterstützen. Bei reinen Tönen kann gezeigt werden, wie diese beiden Effekte, nämlich Zeit- und Intensitätsdifferenzen, sich auswirken müssen. Gemorste Töne, kurze Impulse und Geräusche geben einen schärferen und besser eindeutigen Richtungseindruck als Dauertöne. Auf Grund eigener Versuche, die beschrieben werden, dürfte der Nachweis gelungen sein, daß bei der Entstehung des Eindrucks „vorn — hinten“ und „oben — unten“ die Klangbilder, die in den Ohren am Trommelfell erzeugt werden, maßgebend sind. Diese Klangbilder entsprechen nicht ganz dem Klangbild, das auf unserem Kopf trifft. Der Kopf mit seinem Schallschatten und die Ohrmuscheln verzerrten in ganz charakteristischer Weise das Klangbild, abhängig von der Einfallrichtung der Schallstrahlen relativ zum Kopf. Unser Unterbewußtsein hat auf Grund jahrelanger Übung die Fähigkeit, diese charakteristischen Klangbild-Verzerrungen in räumliche Richtungseindrücke umzuwandeln. Das Drehen des Kopfes und die damit verknüpfte Richtungsänderung des Schall-eindruckes unterstützt und verstärkt den räumlichen Richtungseindruck.

Für die Entstehung des „nah — fern“-Eindrückes wird die Anschauung v. BÉKÉSY aufgegriffen, der auch die Ansicht geäußert hat, daß das Klangbild in unserem Unterbewußtsein das Gefühl für „nah“ oder „fern“ erweckt.

Summary

Every person of normal hearing associates with each sound perception a sense of direction as well as of distance from the source. To explain this effect it is necessary to consider the problem under the following aspects:

- | | |
|----------------------------------|--|
| 1. “Left—right” perception, | 4. “Near—far” perception, |
| 2. “In front—behind” perception, | 5. Pure tones, noises, short impulses, |
| 3. “Above—below” perception, | 6. Physical—physiological effects. |

The “left—right” perception is to be traced to time and intensity differences in the excitation of the two ears which both act in the same sense and support each other. It is possible to show how with pure tones these two effects, i.e. time and intensity differences, operate. Damped tones, short pulses and noises give a sharper and better distinguished direction perception than sustained tones. As a result of some researches herein described one can say that in perceiving “in front—behind” and “above—below” the sound spectra which are set up in the eardrum are important. These are not exact copies of the spectra of the sounds as they are received at the head because the latter with its sound-shadows and the ear muscles distort the sound in a quite characteristic way, depending on the direction of arrival of the sound rays. Our subconsciousness has, from long experience, the faculty to interpret these distortions into perceptions of sound direction in space. Turning the head and the resulting change in relative direction perception helps and increases the perception of direction.

For the perception of “near—far” the opinion of v. BÉKÉSY is supported, i.e. that the spectrum apprehended in our subconsciousness gives the appreciation of distance.

Sommaire

Toute personne ayant un sens normal de l'ouïe déduit du caractère de chaque sensation sonore qu'il éprouve la direction et la distance de la source sonore. Pour expliquer cet effet, il faudrait subdiviser de la manière suivante le problème qu'il pose:

- | | |
|---|--|
| 1. Type d'impression «à gauche — à droite», | 4. Type d'impression «loin — proche», |
| 2. Type d'impression «devant — derrière», | 5. Sons purs, bruits, impulsions brèves. |
| 3. Type d'impression «en haut — en bas», | 6. Effets physico-physiologiques. |

L'impression «à gauche — à droite» provient des différences d'intensité et de temps des excitations des deux oreilles. On peut montrer comment agissent ces différences dans le cas de

sons purs. L'impression de direction est plus nette et plus précise avec des sons Morse, des impulsions brèves et des bruits qu'avec des sons continus. D'après les résultats d'essais dont on donne communication dans l'article, ce serait les images sonores produites au tympan qui conditionneraient l'impression «devant — derrière» ou «en haut — en bas». Ces images ne correspondent d'ailleurs pas du tout à l'image sonore qui arrive sur la tête, car celle-ci, par ses ombres acoustiques et les pavillons des oreilles, introduit des distorsions fonction de la direction d'incidence des rayons sonores; mais notre subconscient les transforme, du fait de l'habitude, en impressions de direction. En tournant la tête, donc en modifiant cette direction, on confirme et renforce l'impression de direction.

En ce qui concerne l'impression «loin — proche», on s'accorde à dire, avec v. BÉKÉSY, que l'image sonore provoque dans notre subconscient la sensation de loin ou de proche.

Einführung

Mit jedem Schalleindruck ist beim normal hörenden Menschen ein Richtungseindruck und bis zu einem gewissen Grade auch ein Entfernungseindruck verknüpft. Es ist schon oft versucht worden, die Entstehung dieser Eindrücke im menschlichen Gehirn zu erklären, ohne aber bisher eine befriedigende Lösung dieses Problems gefunden zu haben. Arbeitet man die recht umfangreiche Fachliteratur dieses Gebietes¹ durch, so findet man Ansichten und Versuchsergebnisse, die sich oft nur schwer vereinen lassen. Manches allerdings, was sich zunächst zu widersprechen schien, fand inzwischen seine Übereinstimmung.

Es soll im folgenden eine zusammenfassende Darstellung des Problems des räumlichen Hörens gegeben werden. Dabei werden im allgemeinen die bereits geäußerten Ansichten aus der Fachliteratur aufgegriffen, zuweilen aber werden auch eigene Ideen und Versuchsergebnisse angeführt.

Für die Bearbeitung des Problems des räumlichen Hörens erscheint folgende Unterteilung zweckmäßig:

1. „Links — rechts“-Eindruck,
2. „Vorn — hinten“-Eindruck,
3. „Oben — unten“-Eindruck,
4. „Nah — fern“-Eindruck,
5. Reine Töne bzw. Impulse (bzw. Geräusche),
6. Physikalische bzw. physiologische Effekte.

1. „Links — rechts“-Eindruck

In der älteren Literatur (bis etwa 1940) findet man meist Theorien angeführt, die kurz durch die drei folgenden Worte zu kennzeichnen sind: Phase, Zeit und Intensität. Man ist heute zu der Überzeugung gekommen, daß zwischen Phase und Zeit kein Unterschied gemacht zu werden braucht. Jede Phasendifferenz kann als Zeitdifferenz und auch umgekehrt jede Zeitdifferenz als Phasendifferenz erklärt werden. Bei reinen Tönen empfiehlt sich der Begriff der Phase, bei einem Geräusch und bei kurzen Impulsen wird man dagegen besser von Zeitdifferenzen sprechen. Man hat außerdem erkannt, daß es keinen Gegen-

satz gibt zwischen der Zeit- (bzw. Phasen-) und der Intensitäts-Theorie. Beide Effekte sind durchweg bei der Entstehung des Seiteneindruckes wirksam, und beide Effekte unterstützen sich.

a) Zeittheorie, reine Töne

Trifft eine Schallwelle z. B. schräg von links auf unseren Kopf, so wird selbstverständlich das linke Ohr etwas früher vom Schall erreicht als das rechte. Ist die Schallquelle z. B. seitlich links, so wird das linke Ohr ungefähr um den Zeitbetrag $21/33000 = 1/1600$ s eher erregt als das rechte Ohr. Dabei ist 21 cm der Wegunterschied für den Schall zwischen dem Erreichen des linken und (um den Kopf herum) des rechten Ohres, 33000 cm/s die Schallgeschwindigkeit in Luft. Für die Wegdifferenz zwischen dem Erreichen des linken und des rechten Ohres in Abhängigkeit vom Einfallswinkel des Schalles (φ), gemessen von der Vorausrichtung des Kopfes, gilt (nach von HORNOSTEL [5], [6]) die Beziehung:

$$d = k \sin \varphi.$$

Dabei ist k etwa gleich 21. VON HORNOSTEL schreibt dazu:

„ k entspricht also weder, wie man zunächst erwarten würde, dem Abstand der Gehörorgane (oder dem Kopfdurchmesser) noch dem halben Kopfumfang. Es ist anscheinend eine empirisch bestimmte Konstante, deren eigentliche Bedeutung uns noch unbekannt ist.“

Die Beziehung $d = k \sin \varphi$ hat volle Gültigkeit nur dann², wenn die beiden schallauffangenden Schallemmpfänger (also z. B. unsere Ohren) frei im Raum stehen. Bei unseren Ohren befindet sich aber der Kopf als Schallhindernis dazwischen (Abb. 1). Die Formel sollte daher, will man die Verlängerung des Schallweges durch den Kopf ungefähr mit berücksichtigen, eine kleine Korrektur erhalten. Bei genau seitlichen Schallquellen ist der Weg zum abgewandten Ohr um den Betrag

$$\frac{D}{2} + \frac{\pi D}{4} \approx \frac{5}{4} D$$

länger, wobei D dem Abstand vom linken Außenohr zum rechten Außenohr (in Luftlinie gemessen)

² Einen ähnlichen Hinweis machte MEYER ZUM GOTTERBERGE im Archiv für Ohren-H.-K. 147 [1940], 219—249.

¹ Am Ende dieser Arbeit nach Jahren geordnet.

entspricht. Man wird dabei den Kopf in seiner schallabschattenden Wirkung als eine Kugel vom Durchmesser D annehmen dürfen. Für die Schallwellen, die genau von vorn (oder von hinten) einfallen, hat der Kopf keine schallabschattende Wirkung, so daß für kleine Winkel sich nur der Abstand D auswirkt. Die etwas verbesserte Formel lautet daher:

$$d = D \left(1 + \frac{\sin \varphi}{4} \right) \sin \varphi.$$

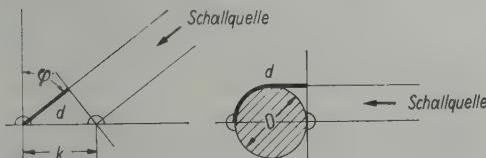


Abb. 1. Der Seiteneindruck in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz;

(a) Mikrophone frei im Raum, $d = k \sin \varphi$;

(b) zwischen den Mikrofonen ein runder Schattenkörper, $d = D \left(1 + \frac{\sin \varphi}{4} \right) \sin \varphi$.

Man kann Zeitdifferenzen für den Schall auch künstlich erzeugen, wobei zweckmäßig zwei Kopfhörer benutzt werden, die getrennt das linke und das rechte Ohr erregen. Es gelingt technisch ohne weiteres, in die Schallerregung der beiden Ohren jede gewünschte Zeitdifferenz einzuführen. Verändert man die so künstlich erzeugte Zeitdifferenz zwischen Null und $1/1600$ s, so wandert der Schalleindruck durchweg von der Mitte nach links oder rechts, je nachdem ob die Zeitverzögerung links oder rechts eingeschaltet wurde.

Folgender bekannter Versuch ist sehr aufschlußreich:

Man verändere die künstliche Zeitdifferenz von links verzögert über Null nach rechts verzögert, so daß ein Wandereindruck der Schallquelle von rechts über die Mitte nach links entsteht. Diese Veränderung der Zeitdifferenz wird dann umgekehrt und so fort, so daß fortlaufend der Richtungseindruck von links nach rechts über gerade voraus hin und her pendelt. Die größte Zeitdifferenz betrage bei diesem Versuch nicht mehr als $1/3200$ s, so daß beim Wandern des Schalleindruckes nur eine maximale Seitlichkeit von ca. 30° links bzw. 30° rechts entsteht.

Benutzt man bei diesem Versuch reine Töne, wobei man die Frequenz allmählich von ca. 200 Hz bis zu 2000 Hz erhöht, so erzielt man bei jedem normalhörenden Menschen folgenden Effekt: Man hört zunächst einen tiefen Ton und hat dabei den deutlichen Eindruck, als wandere die Schallquelle ständig hin und her. Manche Versuchsperson, die diesen Versuch zum ersten Male durchführt, wird auch angeben, daß der Ton abwechselnd mal links lauter, gleich laut und dann rechts lauter ist, obwohl die Lautstärke bei diesem Versuch in beiden Kopfhörern selbstverständlich konstant gehalten wird. Erhöht man allmählich die Frequenz, so bleibt zunächst der Wandereindruck erhalten, und zwar bis zu Frequenzen um 800 Hz herum. Diese Grenze ist von Mensch zu Mensch etwas verschieden. Bei 1000 Hz herum wird der Wandereindruck undeutlich und

bei spätestens 1200 Hz verschwindet er praktisch, so daß man bei den höheren Frequenzen von der Veränderung der Zeitdifferenz kaum noch etwas bemerkt. Nur wenige Menschen und diese auch nur bei erhöhter Aufmerksamkeit können dann noch ein Wandern des Eindrucks erkennen.

Zeitdifferenzen in der Schallerregung der beiden Ohren erzeugen nur bei Tönen bis zu etwa 800 Hz einen Seiteneindruck. Bei höheren Tönen können bei erhöhter Aufmerksamkeit auch Richtungseindrücke auftreten, doch sind sie ungeordnet und ohne richtige Beziehung zur tatsächlichen Richtung. STEVENS und DAVIS brachten einen sehr schönen Beweis dieser Erkenntnis. Durch Messung der Aktionsströme am Hörnerv einer Katze in Abhängigkeit von der Frequenz konnten sie zeigen, daß bei 800 Hz eine entscheidende Änderung in der Einwirkung des Schalles entsteht ([38], S. 395, Abb. 152).

Man kann aus dieser Tatsache einige wichtige Rückschlüsse ziehen. Die größte Seitlichkeit entsteht bei einer Zeitdifferenz von mindestens $1/1600$ s. Der höchste Ton, bei dem wir noch ein einwandfreies Wandern des Richtungseindruckes künstlich durch Zeitdifferenzen erzeugen können, ist 800 Hz. Ich möchte behaupten, daß dies als ein Beweis dafür anzusehen ist, daß im Innenohr bei der Umwandlung des Schalles in Nervenströme eine Art von Gleichrichtereffekt auftritt muß (Abb. 2). Nicht jede Halbwelle eines reinen Tones wird einen Impuls auf seinen Nerven-

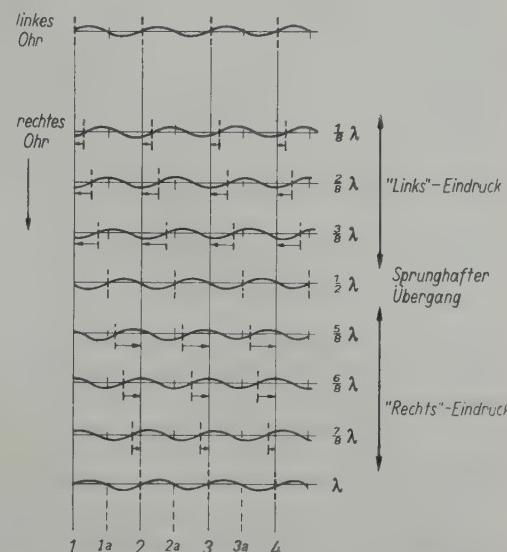


Abb. 2. Der Seiteneindruck beim Dauerton „800 Hz“ in Abhängigkeit von der Phasendifferenz.

linkes Ohr: Dauerton 800 Hz;

rechtes Ohr: Dauerton 800 Hz, aber von Linie zu Linie zunehmende Verzögerung gegenüber der Erregung links. Die Pfeile kennzeichnen den Seiten-eindruck nach Größe und Richtung.

bahnen erzeugen, sondern nur jede ganze Schwingung. Wäre dies nicht der Fall, so müßte für den Ton 800 Hz bei einer Zeitdifferenz von z. B. $1/2 \cdot 1/1600$ s (also nicht ganz seitlich) nicht der eindeutige Eindruck „Schallquelle 800 Hz etwa 70° seitlich“, sondern ein doppelter Eindruck „eine Schallquelle 800 Hz etwa 70° rechts und eine 2. Schallquelle 800 Hz etwa 70° links“ entstehen.

In Abb. 2 wurden nur die vollen Perioden durch senkrechte Linien 1, 2 und 3 gekennzeichnet und nicht zusätzlich alle halben Perioden durch die Linien 1a, 2a und 3a. Die Linien 1, 2 und 3 ohne die Linien 1a, 2a und 3a entsprechen einmaliger Nervenerregung bei jeder einzelnen Schwingung (Gleichrichtereffekt vorhanden). Ohne einen Gleichrichtereffekt müßten auch die Linien 1a, 2a und 3a gezeichnet werden, so daß für 800 Hz eine Doppeldeutigkeit im Richtungseindruck entstünde.

Wenn bei 800 Hz noch durch Zeitdifferenzen ein Wandereindruck hervorzurufen ist, so beweist dies, daß die Erholungszeit der menschlichen Hörnerven kleiner ist als $1/800$ s [40]. Es ist anzunehmen, daß nur dann im Gehirn durch Zeitdifferenzen ein eindeutiger Seiteneindruck erzeugt werden kann, wenn jedem Schallreiz (bei einem Sinuston tiefer Frequenz bei jeder gleichen Phase, z. B. bei jeder positiven Phase) ein Impuls auf der Nervenbahn in genau zeitlicher Übereinstimmung zuzuordnen ist. Für einen Ton von mehr als 1200 Schwingungen pro Sekunde ist die Erholungszeit der Hörnerven zu lang, so daß nicht mehr jede positive (oder jede negative) Halbwelle des Sinustones einen Impuls auf der Nervenbahn auszulösen vermag. Damit ist die strenge Zuordnung von den im linken Ohr ausgelösten Nervenimpulsen mit den im rechten Ohr ausgelösten Nervenimpulsen nicht mehr vollkommen gewährleistet. Der Seiteneindruck muß daher bei höheren Tönen als 800 Hz entweder gar nicht oder doch nur unvollkommen vorhanden sein.

Ich möchte annehmen, daß die Erholungszeit der Hörnerven und die Länge des Ohrabstandes in einem Zwangsverhältnis zueinander stehen. Bei einer Erholungszeit der Nerven von $1/800$ s darf der Ohrabstand nicht größer sein als etwa 21 cm. Wäre er z. B. 42 cm, so würde ein Ton von 800 Hz, der draußen im Freien ganz seitlich von unserem Kopf erzeugt würde, nicht Seiteneindruck, sondern Mitteneindruck hervorrufen. Wäre umgekehrt bei unserem Ohrabstand die Nervenerholungszeit $1/1600$ s anstatt $1/800$ s, so riefen auch noch Töne bis zu 1600 Hz Seiteneindruck bei Zeitdifferenzen hervor. Beim freien Hören müßten dann aber diese hohen Töne, wenn sie

seitlich eintreffen, Doppeldeutigkeit im Richtungseindruck bewirken.

Ist der Abstand der beiden Ohren groß, wie es z. B. beim Elefanten der Fall ist, so ist zu erwarten, daß die Erholungszeit der Hörnerven länger ist als bei uns, weil sonst für Töne um 600 Hz herum falsche Richtungseindrücke entstehen. Andererseits wäre es denkbar, daß für kleine Tiere die Erholungszeit der Hörnerven viel kürzer ist, so daß die Natur diesen Tieren die Möglichkeit gegeben hat, auch noch höhere Töne in dieser Art für das Richtungshören auszunutzen.

b) Zeittheorie bei Schallimpulsen bzw. bei Geräuschen

Die im vorigen Abschnitt geschilderten Überlegungen und Versuche bezogen sich auf das Abhören reiner Töne (Dauertöne), die beim Hören im täglichen Leben aber kaum eine Rolle spielen. Viel wichtiger ist das Abhören kurzer knallartiger Impulse oder von Geräuschen. Den Übergang vom Richtungseindruck beim Abhören reiner Töne zum Richtungseindruck beim Abhören von Impulsen bzw. Geräuschen erzielt man durch ein dauerndes Unterbrechen der reinen Töne, also gewissermaßen durch ein Morsen mit dem Ton. Der Richtungseindruck ist bei gemorsten Tönen viel schärfer, klarer und eindeutiger als bei Dauertönen.

Bei reinen Tönen ist die Phasenbeziehung sehr leicht zu erkennen und, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, hat es die Natur so eingerichtet, daß beim freien Hören eine Mehrdeutigkeit im Richtungseindruck vermieden wird. Bei künstlichem Hören mittels getrennter Kopfhörer an jedem Ohr kann man die Zeitdifferenzen wesentlich größer wählen, als sie beim freien Hören auch bei größter Seitlichkeit der Schallquelle auftreten können. Bei derart großen Zeitdifferenzen kann man beim Abhören tiefer Töne z. B. von 500 Hz erreichen, daß für den Richtungseindruck sich nicht mehr in beiden Ohren dieselbe Phase auswirkt. Die Phasendifferenz kann so groß werden, daß im Gehirn Nervenimpulse zusammenwirken, die nicht mehr von der gleichen Phase des Tones, sondern von zwei aufeinander folgenden Phasen ausgelöst werden. Die Ohren und das Gehirn sind, wie zu erwarten, bei reinen Tönen nicht im Stande, die aufeinander folgenden Phasen zu unterscheiden.

Bei kurzen Schallimpulsen ist eine solche Vermischung zweier aufeinander folgender Impulse kaum möglich, denn meist ist der zeitliche Abstand von Impuls zu Impuls viel zu groß, so daß jeder Impuls ganz für sich allein wirkt. Man kann große Zeitdifferenzen künstlich einführen, ohne

daß der nächstfolgende Schallimpuls mit dem vorherigen im Gehirn zusammen wirkt. Außerdem sind im täglichen Leben die Schallimpulse niemals so gleich, daß ein Zusammenwirken des einen Impulses (z. B. im linken Ohr abgehört) mit dem nächsten Impuls (z. B. abgehört im rechten Ohr) denkbar wäre. Bei Schallimpulsen ist auch beim künstlichen Hören und vor allem beim freien Hören eine strenge und völlig eindeutige Zuordnung des Richtungseindruckes mit der Zeitdifferenz gewährleistet.

Wenn man beim künstlichen Hören die Zeitdifferenz zwischen der Erregung des linken und des rechten Ohres immer mehr steigert und dabei Schallimpulse für die Erregung der Ohren benutzt, so empfindet man zunächst, genau wie beim Abhören reiner, aber tiefer Töne, ein Wandern der Schallquelle von der Mitte zur Seite. Im Gegensatz aber zu dem Abhören eines Tones von 800 Hz, wobei bei weiterer Steigerung der Zeitverzögerung der Eindruck sprunghaft vom rechten zum linken Seiteneindruck (oder umgekehrt) wechselt, bleibt bei Schallimpulsen der deutliche Seiteneindruck erhalten. „Jeder Größe des absoluten Zeitunterschiedes entspricht dabei ein bestimmter Grad von Seitlichkeit“ [7], [10]. Bei großen Zeitdifferenzen zwischen der Erregung des linken und des rechten Ohres hat man den Eindruck, die Knackimpulse links und rechts nacheinander zu hören. Die künstlich erzeugten Richtungseindrücke, die man für das Abhören von Impulsen bei steigender Zeitdifferenz in der Erregung des linken und des rechten Ohres empfindet, sind in Tabelle I zusammengestellt.

Tabelle I

Zeitdifferenz in s	Richtungseindruck
0	Mitteneindruck
$3 \cdot 10^{-5}$	eben wahrnehmbare Mittenabweichung
$16 \cdot 10^{-5}$	15° seitlich
$31 \cdot 10^{-5}$	30° seitlich
$63 \cdot 10^{-5}$	90° seitlich
$63 \dots 120 \cdot 10^{-5}$	90° seitlich
$> 120 \cdot 10^{-5}$	getrennte Impulswahrnehmung links und rechts

Bei einem Geräusch ist die zeitliche Zuordnung nicht immer ohne weiteres klar erkennbar. Wenn man ein Geräusch in einem Braunschen Rohr abbildet, und zwar unter Benutzung eines Doppelstrahlzosillographen, so kann man beispielsweise ein Oszillosrogramm entsprechend Abb. 3a erhalten. Man sieht dabei dasselbe Geräusch oben und unten abgebildet, wobei die Zeitdifferenz zwischen diesen beiden Abbildungen an der Lage der mar-

kanten Stellen im Geräusch ohne weiteres erkennbar ist. Führt man diese beiden Geräuschkomponenten getrennt auf das linke und auf das rechte Ohr, so empfindet man entsprechend der zeitlichen Verschiebung einen Seiteneindruck. Wählt man jetzt aber ein Geräusch ohne markante Stellen, z. B. ein sogenanntes weißes Geräusch, so fehlt, wie in Abb. 3b ersichtlich, für das Auge die Möglichkeit, die Zeitdifferenz ohne weiteres und leicht zu erkennen. Beim Abhören

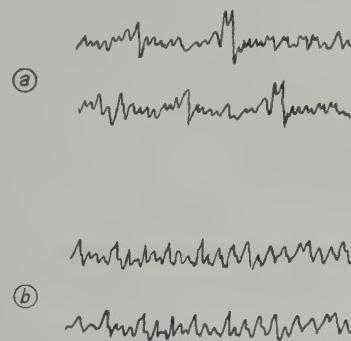


Abb. 3. Zeitdifferenzen zwischen zwei Geräuschkomponenten.

- (a) Charakteristisches Geräusch. Untere Linie zeitlich verschoben gegenüber der oberen Linie. Verschiebung leicht zu erkennen.
- (b) Statistisches Geräusch. Auch wieder beide Linien gegeneinander verschoben. Verschiebung schwer zu erkennen.

eines weißen Geräusches dagegen merkt der Mensch wieder sofort jede Zeitdifferenz als Seiteneindruck. Für die zeitliche Zuordnung des links und rechts aufgefängenen Geräusches dürften die Nulldurchgänge maßgebend sein. Auch beim Geräusch ist, wie beim Abhören von einzelnen Schallimpulsen, eine klare und eindeutige Richtungszuordnung bei Zeitdifferenzen links und rechts gewährleistet.

2. Intensitätstheorie

a) Intensitätstheorie, reine Töne

Das Ohr hat durch seine Ohrmuschel einen Richtungseffekt, der durch die Abschattung des Kopfes noch wesentlich verstärkt wird. Das rechte Ohr z. B. empfängt den Schall am besten aus Richtungen schräg rechts von vorn, das linke Ohr entsprechend schräg links von vorn. TRÖGER [26] und neuerdings STEINBERG und SNOW [29] haben die Richtwirkung unserer Ohren gemessen. Aus Abb. 4 ist ersichtlich, daß diese Richtwirkung für das Abhören tiefer Töne fast ohne Einfluß ist. Tiefe Töne bis zu etwa 500 Hz gelangen auch bei seitlichem Schalleinfall fast ungeschwächt zum abgewandten Ohr, so daß die Lautstärkendifferenz zwischen dem rechten und linken Ohr nie-

mals bei diesen Tönen einen Seiteneindruck verursachen kann. Hätte man also beim Hören nicht die in dem vorigen Abschnitt geschilderte Eigenschaft, Zeitdifferenzen als Richtungseindrücke umzudeuten, so hätten wir beim Abhören tiefer Töne im freien Raum stets Mitteneindruck, einerlei aus welcher Richtung der Schall auf unseren Kopf trafe.

Bei hohen Tönen oberhalb 2000 Hz wirkt sich jedoch die Richtwirkung unserer Ohren stark aus. Bei seitlichem Schalleinfall hört das abgewandte Ohr einen Ton von z. B. 5000 Hz (Abb. 4) um fast 20 dB schwächer als das zugewandte Ohr.

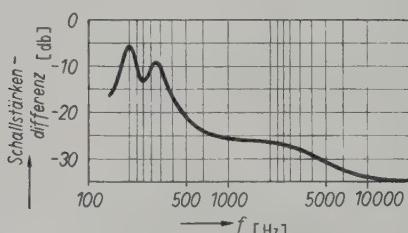


Abb. 4. Die Schallstärkendifferenz im rechten Ohr für eine Schallquelle, die sich links seitlich vom Beobachter befindet (nach STEINBERG und SNOW).

Beim künstlichen Hören mit zwei Kopfhörern kann man leicht den Versuch durchführen, die Lautstärke in einem Ohr relativ zur Lautstärke im anderen Ohr zu schwächen oder zu steigern. Ist die Lautstärke in beiden Ohren gleich, so erhält man den erwarteten Mitteneindruck; schwächt man z. B. die Lautstärke im linken Ohr, so hat man den Eindruck, als wandere die Schallquelle von der Mitte zur rechten Seite. Dieser Wandereindruck ist fast der gleiche wie beim Einschalten einer Zeitverzögerung in die Zuleitung zum linken Kopfhörer. Schwächt man die Lautstärke in dem einen Ohr um 15...20 dB, so erhält man den Eindruck „ganz seitlich“. Diese Lautstärkendifferenz von 15...20 dB ist, wie auch eigene Messungen zeigten, gerade ausreichend, um für alle Töne jeder Frequenz und auch für Geräusche den Eindruck „ganz seitlich“ zu erzeugen.

Bei Tönen von 5000 Hz wird das abgewandte Ohr um etwa 20 dB schwächer erregt als das zugewandte Ohr, wenn der Schall seitlich vom Kopf erzeugt wird. Bei diesem Ton muß also mit der Lautstärkenabnahme auch ein winkelmaßig richtiger Seiteneindruck entstehen. Bei tiefen Tönen dagegen wird niemals eine Schwächung der Lautstärke im abgewandten Ohr von 20 dB erzielt, so daß bei diesen Tönen niemals auf Grund der Lautstärkenabnahme der Eindruck „ganz seitlich“ entstehen könnte. Bei sehr hohen Tönen muß im Gegensatz zu den tiefen Tönen bereits bei geringer seitlicher Verschiebung der Schallquelle auf Grund der Lautstärkenabnahme der Eindruck „ganz seitlich“ hervorgerufen werden.

Nur bei Tönen um 5000 Hz herum kann damit gerechnet werden, daß beim Herumwandern der Schallquelle um den Kopf infolge der Lautstärken-

veränderung in den beiden Ohren ein Wandereindruck entsteht, der winkelmaßig mit der wahren Stellung der Schallquelle angenähert übereinstimmt. Dabei ist nur an ein Wandern der Schallquelle in der Horizontalebene um den Kopf herum gedacht. In der Abb. 5 sind drei Schallquellen angenommen, und zwar eine genau voraus, eine unter 45° und die dritte genau seitlich. Es soll überlegt werden, unter welchem Winkel die drei Schallquellen einer Versuchsperson erscheinen müssen, wenn dabei reine Töne wechselnder Frequenz ausgestrahlt werden. Die Frequenz verändere sich vom tiefsten Ton um 200 Hz herum bis zu den höchsten noch in Luft hörbaren Tönen. Die drei Kurven, gekennzeichnet durch die Zahlen 1 bis 3, zeigen an, unter welchem Winkel die einzelnen Töne empfunden werden, und

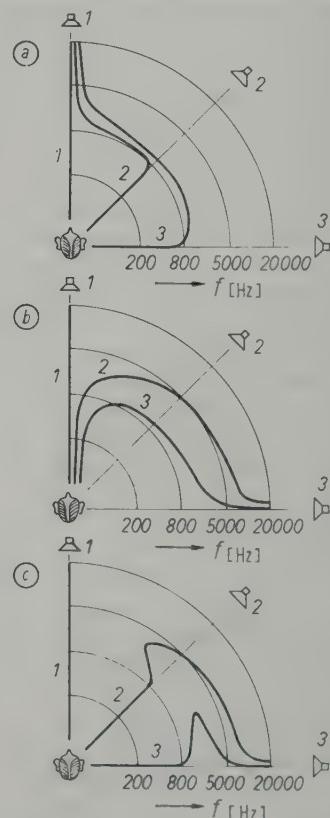


Abb. 5. Der Richtungseindruck bei reinen Tönen von ca. 100...20000 Hz.

- (a) wenn nur Zeitdifferenzen auftreten,
- (b) wenn nur Lautstärkendifferenzen auftreten,
- (c) beim Zusammenwirken von Zeit- und Lautstärkendifferenzen.

Kurve 1 gilt für den Lautsprecher 1 (gerade voraus von der Versuchsperson).

Kurve 2 gilt für den Lautsprecher 2 (45° seitlich von der Versuchsperson).

Kurve 3 gilt für den Lautsprecher 3 (90° seitlich von der Versuchsperson).

zwar Kurve 1 Lautsprecher bei 0° , Kurve 2 Lautsprecher bei 45° und Kurve 3 Lautsprecher bei 90° .

Abb. 5a soll die Mißweisung zeigen, die auftritt, wenn der Mensch beim Richtungshören nur auf Zeitdifferenzen reagiert, ohne Lautstärkendifferenzen berücksichtigen zu können. Töne bis 800 Hz werden dabei winkelmäßig richtig empfunden, während alle höheren Töne, auch wenn sie z. B. vom Lautsprecher bei 90° abgestrahlt werden, Mitteneindruck bewirken müssen. In Abb. 5b wird umgekehrt angenommen, daß der Mensch beim Hören nur auf die Lautstärkendifferenzen angewiesen sei, ohne Zeitdifferenzen ausnutzen zu können. Dabei müssen tiefe Töne mehr oder weniger stets Mitteneindruck veranlassen, weil für sie keine nennenswerte Abschattung vorhanden ist. Nur Töne um 5000 Hz herum geben angenähert richtige Richtungseindrücke, während höhere Töne übertrieben seitlich wirken müssen, weil dabei der Abschattungseffekt bei geringen Mittenabweichungen bereits 20 dB Lautstärkendifferenz verursacht. In Abb. 5c sind beide Effekte Zeitdifferenz und Lautstärkendifferenz in ihrem Zusammenwirken gezeigt. Dieser Fall entspricht den wahren Verhältnissen beim Abhören reiner Töne (Dauertöne) im Freien. Bis zu 800 Hz erfolgt der Richtungseindruck fast ausschließlich auf Grund des Zeitunterschiedes; er ist deshalb auch winkelmäßig in voller Übereinstimmung mit der wahren Richtung der Schallquelle. Oberhalb 800 Hz ist nur die Lautstärkendifferenz maßgebend, und diese kann nur bei Tönen um 5000 Hz herum winkelmäßig einigermaßen richtige Richtungseindrücke erzeugen. Man sieht daher in Abb. 5c Winkelabweichungen bei Tönen zwischen 800 bis 5000 Hz, die zur Mitte hin liegen, und bei Tönen oberhalb 5000 Hz Winkelabweichungen, die zur Seite hin liegen. Im täglichen Leben — so kann man wohl mit Recht behaupten — gibt es keine reinen Töne als Dauertöne. Selbst wenn z. B. in einem Musikstück reine Töne erzeugt werden, so sind diese reinen Töne stets nur von relativ kurzer Dauer, und unterbrochene reine Töne — also gewissermaßen gemorste reine Töne — erzeugen viel einwandfreiere Richtungseindrücke als Dauertöne. Die in Abb. 5 angedeuteten Mißweisungen sind daher nur von theoretischem Interesse.

b) Intensitätstheorie, Schallimpulse bzw. Geräusche

Der Abschattungseffekt unseres Kopfes muß jeden Schallvorgang stark beeinflussen. Wenn ein Geräusch seitlich von unserem Kopf entsteht, so muß das zugewandte Ohr ein Klangbild dieses

Geräusches empfinden, das wesentlich mehr hohe Frequenzen enthält als das im abgewandten Ohr aufgefangene Schallbild. Man kann dies leicht nachweisen, wenn man sich ein Ohr möglichst gut akustisch verschließt und dann durch schnelles Kopfdrehen das Klangbild eines Geräusches abhört und vergleicht. Je nachdem, ob das offene Ohr auf die Geräuschquelle zuweist oder abgewandt ist, empfindet man ein helleres oder dunkleres Geräusch. Beim normalen zweiohrigen Hören bemerkt man bei seitlichen Schallquellen nicht, daß das linke Ohr ein anderes Klangbild liefert als das rechte Ohr. Die beiden verschiedenen Klangbilder verschmelzen zu einem gemeinsamen Schalleindruck: „Geräusch seitlich“.

Zusätzlich zu dieser Klangbeeinflussung wirkt sich sehr stark der Zeitunterschied in der Erregung der beiden Ohren für den Richtungseindruck aus. Beide Faktoren, nämlich Lautstärkenunterschiede und Zeitdifferenzen, wirken zusammen, um den Seiteneindruck hervorzurufen. Zeitdifferenzen müssen Richtungseindrücke ergeben, die winkelstreu sind, während Lautstärkenunterschiede zwar seitenrichtige, aber nur ungefähr winkelgetreue Richtungseindrücke hervorrufen können.

3. „Vorn — hinten“-Eindruck

Man ist bei der Erklärung dieses Effektes vorläufig noch auf Vermutungen angewiesen. Es gibt aus der Fachliteratur her keine befriedigende Theorie. Drei Ideen wurden vorläufig geäußert:

1. Die Richtwirkung unserer Ohrmuscheln bewirkt den Unterschied zwischen vorn und hinten [13], [27], [55], [79].
2. Der Kopf fängt den Schall auf, d. h. der Schall wird nicht nur von den Ohrmuscheln aufgefangen, sondern der ganze Schädel wirkt als Auffangorgan. Der Luftschall dringt in den Schädel ein und wird als Knochenschall zu den beiden Innenohren geleitet. Dieser vermutete Kopfschall soll sich anders auswirken, je nachdem der Schall von vorn oder von hinten auffällt [13].

3. Der Kopf wird während des Hörens gedreht und dabei wird beobachtet, ob der Schalleindruck nach links oder rechts abgleitet (Drehtheorie) [41], [61], [73].

a) Drehtheorie für „vorn — hinten“-Eindruck

Aus Abb. 6 ist diese Drehtheorie deutlich ersichtlich. Befindet sich die Schallquelle vorn von uns und drehen wir den Kopf nach rechts, so erhält man den Eindruck, als wandere die Schallquelle nach links. Ist jedoch die Schallquelle hinter uns, so bewirkt eine Rechtsdrehung des Kopfes ein scheinbares Auswandern der Schallquelle nach rechts. Dieser Effekt ist bestimmt vorhanden; fraglich erscheint nur, ob er in praxi beim freien Hören wirklich eine nennenswerte Rolle spielt.

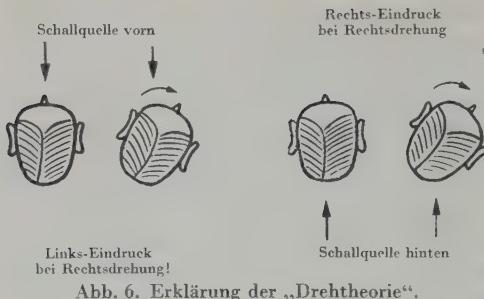


Abb. 6. Erklärung der „Drehtheorie“.

Bei dieser Theorie wird vorausgesetzt, daß man beim Abhören des Schalles die Zeit hat, den Kopf zu drehen. In einer Arbeit [61], in der diese Drehtheorie beschrieben wird, ist folgendes zu lesen:

„Zur Lokalisation reichen die einmaligen reflektorischen Kopfdrehungen völlig aus, welche auf einen unerwarteten Schallreiz erfolgen. Der Einwand, daß bei unserem Verfahren nur mit Kopfschütteln eine Schallquelle lokalisiert werden könnte, wird also hinfällig!“

Man kann aber leicht beweisen, daß eine Drehbewegung unseres Kopfes keineswegs notwendig ist, um bei einem Schalleindruck die Richtung vorn oder hinten beurteilen zu können. Auf einem freien Feld wird ein Eisenrohr (Durchmesser etwas kleiner als unser Kopf) fest und möglichst unbeweglich in die Erde gerammt. Der Pfahl sei etwas höher als der Mensch. Die Versuchsperson drückt den Hinterkopf (oder die Stirn) fest gegen diesen Pfahl und bemüht sich, den Kopf nicht zu drehen. Es werden jetzt genau vorn Mitte oder genau hinten Mitte beliebige Geräusche in beliebiger Reihenfolge erzeugt, wobei kurze knallartige Geräusche bevorzugt werden (z. B. einmaliges Zusammenschlagen zweier Eisenstäbe). Die Versuchsperson hat bei geschlossenen Augen nur anzugeben, ob der Schall von vorn oder von hinten kommt. Jeder normalhörige Mensch kann die Schallrichtung vorn oder hinten bei diesem Versuch jedesmal sofort und ohne lange zu überlegen richtig angeben. Gerade kurze knallartige Geräusche scheinen den Unterschied vorn — hinten besonders gut zu erzeugen. Von einer unbewußten Kopfdrehung kann bei diesem Versuch nicht die Rede sein.

b) Klangtheorie

Die Ohrmuscheln geben unseren Ohren eine gewisse Richtwirkung, so daß das Trommelfell in unserem Ohr durch ein Geräusch anders erregt wird, je nachdem ob das Geräusch vorn von uns oder hinter uns erzeugt wird. Liegt die Geräusquelle hinter uns, so müssen hohe Frequenzen stärker abgeschaltet werden als tiefe, so daß damit das Geräusch, vorn erzeugt, heller klingen muß, als wenn es von hinten einfällt. Dieser Unterschied ist nur gering; es läßt sich jedoch durch einige einfache Versuche beweisen, wie maßgebend diese Klangunterschiede sein können [80].

1. Versuch:

Der Versuchsperson wird in jedes Ohr ein Röhrchen von ca. 3 cm gesteckt (Abb. 7a). Werden beide Röhrchen mit dem Finger verschlossen, so wird die Versuchsperson in-

folge des gewollten guten akustischen Abschlusses der Messingrohre in den Ohrkanälen ziemlich schwerhörig. Bei offenen Röhrchen ist die Hörempfindlichkeit fast normal, so daß auch leise Geräusche gut gehört werden. Alle Versuchspersonen verlieren dabei die Möglichkeit, die Richtung „vorn“ oder „hinten“ anzugeben. Die meisten Versuchspersonen geben unabhängig davon, ob das Geräusch vorn oder hinten erzeugt wird, immer „hinten“ an. Nebenbei sei hinzugefügt, daß bei diesem Versuch der Eindruck „links — rechts“ unverändert vorhanden ist.

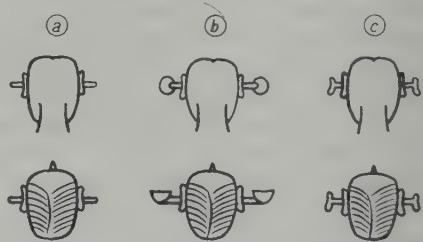


Abb. 7. Prüfung der Höreigenschaft, „vorn — hinten“ zu unterscheiden.

2. Versuch:

Die beiden kurzen Messingröhren erhalten an ihrem offenen Ende, das beim vorigen Versuch nicht in das Ohr gesteckt wurde, je einen kleinen Trichter, der so groß ist und etwa die Form hat wie eine gewölbte Hand (Abb. 7b). Wieder soll nur festgestellt werden, ob der Eindruck „vorn“ und „hinten“ vorhanden ist. Die meisten Versuchspersonen verlieren auch hierbei vollkommen die Empfindung „vorn — hinten“. Bei den meisten Versuchspersonen entsteht stets der Eindruck „hinten“.

3. Versuch:

Von einer Versuchsperson werden Gipsmodelle der beiden Ohrmuscheln hergestellt, wobei als Ohrkanal ein kurzes Messingröhren in jedes Gipsohr eingesetzt wird. Diese kurzen Messingröhren werden wiederum der Versuchsperson in die Ohren gesteckt (Abb. 7c). Bei den meisten Versuchspersonen ist dabei der Eindruck „vorn — hinten“ wieder vorhanden, allerdings nicht so eindeutig wie beim normalen Hören. Es kann vorkommen, daß eine Versuchsperson zunächst einwandfrei „vorn“ und „hinten“ zu unterscheiden vermag und dann plötzlich alles als „hinten“ bezeichnet.

Diese Versuche lassen erkennen, daß die Richtwirkung unserer Ohrmuscheln für das räumliche Richtungshören eine wichtige Rolle spielt. Bei dem Versuch I mit den kurzen Messingröhren (Abb. 7a) wurde gewissermaßen die Richtwirkung der Ohren völlig ausgeschaltet, denn der Schall gelangte bei diesem Versuch durch die offenen Rohrenden zum Trommelfell. Der Eindruck „vorn — hinten“ war verhindert. Aber auch die Messingrohre mit den aufgesetzten Trichtern konnten nicht den Eindruck „vorn — hinten“ hervorrufen. Dabei war die Richtwirkung dieser Trichter sicherlich viel größer als die Richtwirkung unserer Ohrmuscheln. Es besteht also die Tatsache, daß ohne Richtwirkung kein Eindruck „vorn — hinten“ entsteht, daß aber auch eine zu große Richtwirkung (Versuch 2, Abb. 7b) den

Effekt „vorn — hinten“ verhindert. Erst durch eine möglichst getreue Nachahmung der Richtwirkung unserer Ohrmuscheln gelingt es, bei künstlichem Hören wieder einen Eindruck „vorn — hinten“ zu erzeugen.

Jeder Schallimpuls, der von unseren Ohren aufgefangen und zum Trommelfell geleitet wird, veranlaßt unser Trommelfell zu Schwingungen, die mit dem in Luft an der Entstehungsstelle des Schallimpulses vorhandenen Schallbild nicht genau übereinstimmen. Das Klangbild wird geformt einmal durch den Nachhall, der im Raum durch die zahlreichen Reflexionen an zufällig vorhandenen Gegenständen entsteht, und zum anderen durch die Richtwirkung unserer Ohrmuscheln. Durch die Richtwirkung unserer Ohrmuscheln wird das Klangbild ein anderes sein, je nachdem, ob wir den Schallimpuls von vorn oder von hinten auffangen. Der Mensch ist imstande, unbewußt diese Klangunterschiede auszuwerten und als Richtungseindrücke umzudeuten.

Verändert man die Richtwirkung unserer Ohren, so verschlechtert man oder beseitigt sogar vollkommen die Möglichkeit „vorn — hinten“ zu unterscheiden. Hält man z. B. die Hände hinter die Ohren — eine Bewegung, die oft ausgeführt wird, wenn es gilt, sehr leisen Schall abzuhören — so erhöht man zwar die Hörempfindlichkeit für Schallimpulse, die von vorn eintreffen, man verschlechtert aber die Fähigkeit „vorn — hinten“ zu unterscheiden. Würde man eine gewisse Zeit — vielleicht genügen dazu einige Tage — mit einer veränderten Richtwirkung unserer Ohrmuscheln herumlaufen und sich dem Geräusch des täglichen Lebens aussetzen, so würde man sich vermutlich an dieses neue Klangbild gewöhnen, und man würde wieder einwandfrei „vorn — hinten“ unterscheiden können. Nach dieser Gewöhnung an die umgewandelte Höreigenschaft würde anschließend das normale Hören eine Verschlechterung des Eindrucks „vorn — hinten“ ergeben.

Der Mensch hat also gelernt, das durch die Richtwirkung unserer Ohrmuscheln beeinflußte (bzw. verformte) Klangbild auszuwerten, um daraus einen räumlichen Richtungseindruck zu erzeugen. Wir haben gelernt, unbewußt für uns, aus dem Klangbild wichtige Rückschlüsse zu ziehen. Es ist jedem bekannt, daß z. B. der Nachhall für den Raumeindruck entscheidend ist. Der Nachhall und seine Beeinflussung durch die Richtwirkung unserer Ohren wird auch noch dazu beitragen, den Eindruck „vorn — hinten“ zu verstärken. Liegt z. B. eine Schallquelle vorn von uns, so muß der Nachhall anfangs aus vorderlichen Richtungen und gleich darauf zusätzlich auch aus achterlichen Richtungen zu unserem Kopf gelangen. Bei einer Schallquelle vorn von uns muß daher der Nachhall dieser Schallquelle erst hell und gleich darauf dumpfer klingen, weil der Schall von vorn für unser Ohr im Mittel heller klingen muß als der Schall von hinten.

Der Eindruck „vorn — hinten“ entsteht also vermutlich dadurch, daß der Klang jedes Schallimpulses durch die Richtwirkung unserer Ohrmuscheln beeinflußt wird. Diese Beeinflussung betrifft die Schallimpulse selbst, aber auch den im freien Raum fast ausnahmslos vorhandenen Nachhall. Das menschliche Gehirn hat gelernt, diese Klangunterschiede unbewußt für den Menschen in einen Raumeindruck umzuwandeln. Selbstverständlich wird der Eindruck „vorn — hinten“ bei Bewegung des Kopfes noch verstärkt, weil dann der in 3a beschriebene Dreheffekt hinzutritt.

c) Kopfschalltheorie

Der Schall, der auf unseren Kopf trifft, dringt in unsere Ohrkanäle ein und erregt über das Trommelfell das Innenohr. Der Schall dringt aber auch in den Knochen des Kopfes, in den Schädel ein (Umwandlung von Luftschall in Knochenschall) und gelangt dann als Knochenschall direkt ohne Zuhilfenahme des Mittelohres zum Innenohr. Dieser Effekt ist zweifellos vorhanden; es können jedoch Gründe angeführt werden, die einen nennenswerten Einfluß des Kopfschalles fraglich erscheinen lassen.

Werden beide Ohrkanäle eines Normalhörigen akustisch möglichst gut verschlossen, so sinkt die Hörfähigkeit um 40–50 dB [80]. Man hat aber auch bei Schalleindrücken, die leiser sind als 40 dB, beim normalen Hören ohne Ohrverschluß durchaus den Eindruck „vorn — hinten“. Bei diesen leisen Schalleindrücken kann das Abhören mit dem Schädel keine Rolle spielen.

Hinzu kommt, daß physikalisch nicht zu erkennen wäre, wie durch das Kopfhören eine Erklärung gegeben werden könnte für die Fähigkeit „vorn — hinten“ zu unterscheiden. Es ist sicherlich falsch anzunehmen, daß der Schall von vorn kommend besser vom Schädel aufgefangen wird als von hinten kommend.

4. „Oben — unten“-Eindruck

Der im folgenden beschriebene Versuch dürfte für die Erklärung des „oben — unten“-Eindruckes sehr wichtig sein.³

In einem Watteraum befindet sich möglichst genau seitlich links und rechts einer Versuchsperson je ein Lautsprecher und des weiteren ein Lautsprecher möglichst genau oberhalb der Versuchsperson, die in der Mitte des Raumes sitzt. Man kann nun abwechselnd ein Geräusch entweder auf den Lautsprecher „oben“ oder gleichzeitig auf die parallel geschalteten Lautsprecher „links“ und „rechts“ geben. Man erzielt dabei den Effekt, als ob sich in beiden Fällen eine Schallquelle „oben Mitte“ befände. Auch die beiden parallel geschalteten, seitlichen Lautsprecher ergeben den deutlichen Eindruck „oben Mitte“. Dieser Effekt wird noch besonders deutlich, wenn man das Geräusch dauernd kurzzeitig unterbricht, so daß man den Eindruck von Morsezeichen erhält.

³ Der bei diesem Versuch erzielte Effekt wurde von W. GRANDJOT etwa 1948 gefunden (unveröffentlicht).

Bückt sich die Versuchsperson, oder neigt sie sich stark nach hinten, so wandert der Eindruck „Geräusquelle oben“ für die parallel geschalteten seitlichen Lautsprecher mit der Kopfnieigung. Die Schallquelle bleibt immer oben, vom Kopf der Versuchsperson aus gesehen; sie bleibt nicht an der Decke des Raumes wie der Schall von dem dritten Lautsprecher.

Steckt sich die wieder normal auf dem Stuhl sitzende Versuchsperson die schon in 3b erwähnten kurzen Messingrörchen (ca. 3 cm lang) in beide Ohren, so verschwindet dieser Effekt. Das Geräusch, einerlei ob von dem einzelnen Lautsprecher oben an der Decke des Watteraumes oder von den beiden seitlichen Lautsprechern kommend, erzeugt nicht mehr den Eindruck einer Schallquelle „oben Mitte“, sondern einer Schallquelle, die ziemlich unbestimbar irgendwo im Kopf zu liegen scheint.

Daß bei diesem Versuch der beiden parallel geschalteten seitlichen Lautsprecher ein Mitten-eindruck entsteht, ist nicht weiter überraschend. Beide Ohren erhalten genau dasselbe Klangbild, und zwar genau gleichzeitig, so daß der Eindruck „Mitte“ entstehen muß. Warum aber gerade „oben“, warum nicht „Mitte vorn“ oder „Mitte hinten“?

Man kann den Versuch mit den beiden parallel geschalteten, seitlichen Lautsprechern noch erweitern. Man kann beide Lautsprecher in einer senkrechten Ebene auf dem Kreisumfang seitlich um den Kopf herum beliebig bewegen. Die Versuchsperson empfindet diese Bewegung der Lautsprecher überhaupt nicht; es bleibt bei ihr stets der Eindruck „oben Mitte“. Man kann auch einen Lautsprecher festhalten und nur einen Lautsprecher bewegen. Solange sich der linke Lautsprecher irgendwo auf dem senkrecht stehenden Kreisumfang auf der linken Seite des Kopfes befindet und sich der rechte Lautsprecher irgendwo auf dem senkrechten Kreisumfang rechts vom Kopf befindet, bleibt der Eindruck „Mitte oben“. Bleiben die Lautsprecher also in dem senkrecht stehenden Kreisumfang, so bleibt das Klangbild unverändert. Es ergibt sich dabei das Klangbild wie bei einer Schallquelle „oben Mitte“.

Dieser erweiterte Versuch gibt die Erklärung, warum bei den zwei parallel geschalteten seitlichen Lautsprechern der Eindruck „Mitte oben“ und nicht „Mitte vorn“ oder „Mitte hinten“ entsteht. Das linke Ohr z. B. bemerkt nicht, wenn der Lautsprecher in der senkrechten Ebene bewegt wird, d. h. das Klangbild im linken Ohr bleibt unverändert erhalten, einerlei, ob die Schallquelle von oben oder irgendwo von einem Punkt in der senkrechten Ebene seitlich von links strahlt. Das Schallbild im linken Ohr bleibt unverändert, einerlei, ob die Schallquelle oben ist oder links seitlich; es verändert sich erst dann, wenn die Schallquelle von links seitlich nach vorn oder nach hinten wegwandert.

Diese Versuche beweisen, daß wiederum das Klangbild maßgebend ist für die Entstehung des Richtungseindruckes. Eine Schallquelle „Mitte oben“ erzeugt in unseren Ohren ein anderes Klangbild als eine Schallquelle „Mitte vorn“ oder „Mitte hinten“. Auf Grund langjähriger Erfah-

lung vermag das Gehirn, unbewußt für uns, die Klangbilder zu erkennen und in einen Richtungs-eindruck umzudeuten.

Aus zwei Arbeiten von BOLLE, SURDO und ZANOTELLI seien hier einige Sätze angeführt [55], [56]:

„1. Die Empfindung für die Höhenlage einer Schallquelle bei unbewegtem Kopf ist ein einohriges Phänomen.“

„2. Diese Höhenempfindung gibt es nicht für Sinustöne (Dauertöne), sondern nur für plötzlich unterbrochene Sinus-töne und für Schalleinwirkungen mit steilen Fronten.“

„3. Für die Empfindung der Höhenlage ist die äußere Ohrmuschel von großer Wichtigkeit.“

Die einohrige Lokalisation ist zurückzuführen auf eine Abschätzung, unbewußt ausgeführt vom Beobachter auf Grund seiner Erfahrung und seines Instinktes, aus einer Deformation, die das akustische Signal durch die äußere Ohrmuschel für den Schall aus verschiedenen Richtungen erleidet.“

5. „Nah — fern“-Eindruck

Fast bei jedem Schalleindruck hat der Normal-hörige ohne weiteres auch einen Entfernungseindruck. Dieser Entfernungseindruck ist im allgemeinen recht grob; man kann aber doch sofort angeben, ob die Schallquelle als nah oder als sehr weit entfernt empfunden wird. Diese Entfernungsempfindung ist auch beim einohrigen Hören vorhanden.

Bei kleinen Entfernungen von weniger als 2 m und beim einohrigen Hören ist die Entfernungsangabe sogar überraschend gut.

VON BÉKÉSY [36] glaubt, durch seine Versuche mit zwei verschiedenen Mikrofonen nachgewiesen zu haben, daß die Entfernungsempfindung des Ohres nur deshalb möglich ist, weil unser Trommelfell als Nullstrahler wirkt. Ob die BÉKÉSYschen Versuche als voll beweiskräftig anzusehen sind, möge dahingestellt bleiben. (Man bedenke, daß bei seinen Versuchen nur die Mikrophone, nicht aber die Kopfhörer ausgewechselt wurden.) Als sicher aber dürfte sich aus den BÉKÉSYschen Versuchen ergeben, daß auch für die Entfernungsempfindung die Klangfarbe maßgebend ist. Es dürfte sicher sein, daß unser Unterbewußtsein auf Grund der Erfahrung aus dem Klangbild Rückschlüsse zu ziehen vermag, die bei uns den Eindruck „nah“ oder „fern“ verursachen.

6. Physikalische-physiologische (bzw. psychologische) Effekte

Wenn für die Entstehung des Seiteneindruckes der Beweis als gültig anerkannt wird, daß die Zeitdifferenz maßgebend ist, so ist zwar damit der physikalische Effekt erkannt, der zum Zustandekommen des Seiteneindruckes führt. Unbekannt ist aber noch, wie das Gehirn diese Zeitdifferenz in einen Seiteneindruck umzuwandeln vermag.

VON BÉKÉSY [27] hat in einer seiner Arbeiten Vermutungen darüber ausgesprochen, wie sich diese Umwandlung zu vollziehen vermag (siehe

auch JEFFERS [54]). Die Aufstellung seiner Arbeitshypothese kann als Hinweis dafür angesehen werden, daß man bei diesem Umwandlungsprozeß Arbeitsvorgänge vermuten darf, die rein physikalisch erkläbar sind. Von dem, was von BÉKÉSY in seiner diesbezüglichen Arbeit schreibt, sei kurz einiges hier angeführt:

„Demgemäß denkt man sich das Entstehen der Richtungswirkung derart, daß die einohrige Erregung ein gewisses, genau umschriebenes Zellengebiet, das für das Richtungshören in Betracht kommt, mit einer endlichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit durchläuft und dort die Zellen auf die entsprechende Richtung umstimmt. ... Treffen die beiden Erregungen der beiden Ohren gleichzeitig ein, so . . . treffen sich die beiden Erregungen in der Mitte der Zellengruppe, womit die Fortpflanzung der Erregung aufhört.“

Ausgehend von dieser Idee kann man sich folgende Vorstellung machen: Von der Basilarmembran gehen viele Nervenbahnen zum Gehirn. Jede Nervenbahn hat dabei ein ganz bestimmtes Arbeitsgebiet. So gibt es z. B. Nervenbahnen, die nur ansprechen, wenn ein Tongebiet um 500 Hz herum auf das Ohr trifft, und auch da wiederum gibt es Nervenbahnen nur für starke Erregung bei 500 Hz oder andere, die auch schon ansprechen, wenn 500 Hz nur leise ertönt. Die genaue Arbeitsteilung der Nerven für bestimmte Schallbeeinflussungen gilt selbstverständlich sowohl für das linke als auch für das rechte Ohr.

„Treffen sich“, so schreibt von BÉKÉSY, „die beiden Erregungen in der Mitte, so hört die Fortpflanzung auf.“ Diese Vermutung wird in sehr einfacher Form dann erfüllt, wenn man annimmt, daß die Nervenbahnen von der Basilarmembran des linken Ohres durchlaufen zur Basilarmembran des rechten Ohres. Wird also beispielsweise ein Ton 500 Hz leise vorne Mitte von einer Versuchsperson erzeugt, so werden im linken Ohr die Enden der betreffenden Nervengruppe „500 Hz leise“ angeregt und gleichzeitig auch im rechten Ohr die rechten Enden genau der gleichen Nervengruppe „500 Hz leise“. Auf jeder dieser Nervenbahnen startet daher gleichzeitig an seinem linken und an seinem rechten Ende ein Nervenimpuls, die sich genau in der Mitte treffen müssen. Infolge der Erholungszeit der Nervenbahn ist der Treffpunkt auch gleichzeitig der Endpunkt für das Wandern der Nervenimpulse. Liegt die Schallquelle seitlich, so wird das eine Nervenende etwas eher gereizt als das andere Nervenende; die Impulse treffen sich nicht in der Mitte, sondern etwas von der Mitte verschoben irgendwo auf der Nervenbahn. Wiederum muß der Treffpunkt auch der Endpunkt für das Wandern der Impulse sein.

Es lassen sich natürlich manche derartige Überlegungen anstellen. Wichtig erscheint es dem

Physiker, daß bei Aufstellung einer Arbeitshypothese die Tatsache Berücksichtigung findet, daß die Zeitdifferenz als Kriterium bis zur Auslösung der Seitenempfindung im Zentralorgan erhalten bleiben muß. Man kann vermuten, daß dabei die Zeitdifferenz in eine Ortsdifferenz umgewandelt wird.⁴

Für die Geschwindigkeit der Nervenimpulse auf der Nervenbahn ist mir keine genaue Angabe bekannt. Die Angaben streuen von 20–100 m/s. Sie wird wahrscheinlich auch längs der Nervenbahn von der Basilarmembran bis zum Zentralorgan wechseln. Maßgebend für die anschließende Überlegung ist die Geschwindigkeit der Nervenimpulse an der Stelle, an der die Seitenempfindung ausgelöst wird. Es sei beispielsweise eine Geschwindigkeit von 40 m/s angenommen, dann ergibt sich folgendes Bild für die Ausdehnung der Hörfäche, die für die Entstehung des Richtungseindruckes ausgenutzt wird: Eine Schallquelle ganz seitlich erzeugt eine Zeitdifferenz in der Erregung unserer beiden Ohren von 1/1600 s. In dieser Zeit hat sich der Nervenimpuls um $4000/1600 = 2,5$ cm fortbewegt. Unter der Annahme, daß die Wandergeschwindigkeit des Nervenimpulses auf seiner Bahn 40 m/s ist, muß die Länge der Nervenbahn, die für die Entstehung des Seiteneindruckes maßgebend ist, also 2,5 cm lang sein. Wir können etwa 1 cm Luftweg als Differenz in der Erregung unserer Ohren gerade eben als Lageveränderung der Schallquelle empfinden, d. h. eine Zeitdifferenz von 1/33 000 s wird noch gerade eben empfunden. Unser Gehirn vermag daher die Nervenbahn, die, wie eben ausgerechnet, 2,5 cm lang sein soll, mit einer Genauigkeit von $40000/33000 = 1,2$ mm abzutasten.

Schwierig ist der Effekt zu erklären, daß die Hörschwelle beispielsweise des linken Ohres unbeeinflußt bleibt, wenn das rechte Ohr bis zu 50 dB mit einem weißen Geräusch vertäubt wird. Um diesen Effekt erklären zu können und um das eben beschriebene Bild der Nervenbahnen beizubehalten, muß man die weitere Annahme machen, daß zwar jede Nervenbahn vom linken Ohr zum rechten Ohr durchläuft, daß aber der Nervenimpuls des linken Ohres nicht auf der ganzen Länge über die Nervenbahn bis zum rechten Ohr durchzulaufen vermag. Der z. B. links erzeugte

⁴ Von Herrn Prof. RANCKE, Erlangen, wurde ich in dankenswerter Weise darauf aufmerksam gemacht, daß die von mir gewählte Darstellung der Nervenbahnen gar zu einfach und geradezu primitiv anmutet im Vergleich zu der Kompliziertheit im Aufbau des Nervensystems. Es soll hier nur an Hand eines vielleicht viel zu einfachen Bildes darauf hingewiesen werden, daß bekannte physikalische Vorgänge auch in dem uns noch unbekannten Umwandlungsprozeß im Zentralorgan eine Rolle spielen können.

Nervenreiz durchläuft auf seinem Nerv die linke Zuleitung (Abb. 8), tritt dann bei 1 in das Feld der Wahrnehmung ein und endet bei 3. Über 3 hinaus soll der von links eintreffende Impuls nicht gelangen können. Umgekehrt tritt der rechts ausgelöste Nervenimpuls bei 4 in das Feld der Wahrnehmung ein, durchquert ungehindert die Stelle 3 und endet bei 2. Zwischen den Grenzen 2 bis 3 ist das Feld der Richtungswahrnehmung (2 bis 3 = 2,5 cm, siehe kurz vorher durchgeföhrte Berechnung). Zwischen 1 bis 2 ist das Feld der alleinigen linken Schallwahrnehmung, die von der rechten Schallbeeinflussung unabhängig ist, und zwischen 3 bis 4 ist die entsprechende, alleinige rechte Schallwahrnehmung.

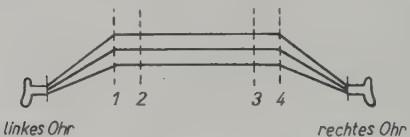


Abb. 8. Schematisierte Darstellung der Nervenbahnen einer Nervengruppe.

zwischen 1—2: nur Links-Wahrnehmung,
zwischen 2—3: das Feld des Richtungseindruckes,
zwischen 3—4: nur Rechts-Wahrnehmung.

7. Künstlich erzeugte Höreffekte

Beim künstlichen Hören können Höreffekte hervorgerufen werden, die es beim normalen Hören nicht gibt. Meist benutzt man dabei zwei getrennte Apparaturen, die jede für sich über einen Kopfhörer auf ein Ohr wirkt; die eine Apparatur auf das linke Ohr, die andere auf das rechte Ohr. Einige Beispiele mögen dies erläutern:

1. Zwei Kanäle mit elektrischen Verzögerungsketten:

Ein elektrischer Generator erzeuge entweder reine Töne, deren Frequenz einstellbar ist, oder beliebige Geräusche oder aber kurze Impulse. Dieser Generator wirke auf zwei völlig getrennte Kanäle, wobei jeder Kanal eine elektrische Verzögerungskette (bekanntlich aus Drosseln und Kondensatoren bestehend), deren Länge beliebig einstellbar sei, enthalte. Mittels Verstärker werden die vom Generator in die Kette eingeleiteten Impulse abgegriffen und den beiden Ohren getrennt zugeführt. Man kann damit sehr deutlich den Einfluß von Zeitdifferenzen auf den Richtungseindruck nachweisen.

2. Doppelaudiometer:

Mit einem Audiometer erzeugt man reine Töne, um damit die Hörfähigkeit besonders bei Ohrkrankungen zu prüfen. Beim Doppelaudiometer wird der erzeugte Ton (oder das Geräusch) auf zwei getrennte Kanäle geleitet, wobei jeder Kanal einen in Dezibel geeichten Lautstärkenregler besitzt, so daß beiden Ohren getrennt geregelter Lautstärke zugeführt werden können. Man hat damit die Möglichkeit, den Einfluß von Intensitätsunterschieden zu bestimmen. 15...20 dB sind mindestens als Lautstärkenunterschied notwendig, um den Eindruck „ganz seitlich“ zu erwecken.

3. Hörversuche mit zwei Mikrofonen:

Je ein Mikrofon mit zugehörigem Verstärker und Kopfhörer führt zu einem Ohr. Die beiden Mikrofone (für jedes Ohr eins) stehen frei im Raum, z. B. in einem Abstand von 21 cm voneinander. Die Versuchsperson befindet sich in einem akustisch getrennten Nebenraum. Das linke Mikrofon führt über seine Apparatur zum linken Ohr, das rechte Mikrofon zum rechten Ohr. Die Versuchsperson hat bei dieser Anordnung für alle Schalleindrücke, die sie über die Mikrophone aus dem Nebenraum empfängt, einen deutlichen Seiteneindruck. Es fehlen aber vollkommen die Unterscheidungsmöglichkeiten „vorn — hinten“, „oben — unten“ und „nah — fern“. Die meisten Menschen empfinden bei diesem künstlichen Hören die Schallquelle als im Kopf liegend.

4. Erweiterung des vorigen Versuches; zwei Mikrophone im Kopfmodell:

Man kann ein Kopfmodell bauen, bei dem die beiden Ohrmuscheln mit angebracht sind. An dem inneren Ende der nachgeahmten äußeren Ohrkanäle befindet sich je ein Mikrofon. Wieder führt ein Mikrofon zum linken, das andere Mikrofon zum rechten Ohr der Versuchsperson, die sich wieder im Nebenraum befindet. Es tritt derselbe Effekt auf, wie im vorigen Beispiel mit den beiden frei im Raum stehenden Mikrofonen beschrieben. Der Seiten-eindruck ist allerdings noch deutlicher, weil die Abschattung infolge des Kopfmodells hinzukommt. Zeit- und Intensitätsdifferenz wirken hierbei, sich gegenseitig unterstützend, zusammen. Aber auch bei dieser Versuchsanordnung fehlen vollkommen die Empfindungen für „vorn — hinten“, „oben — unten“ und „nah — fern“.

Dies liegt daran, daß es nicht gelingt, die Klangbilder, die unsere Ohren erregen würden, wenn wir mit unserem Kopf anstelle des Kopfmodells wären, genauestens vom Nebenraum mittels Mikrofon, Verstärker und Kopfhörer auf unsere Ohren zu übertragen. Die heute zur Verfügung stehenden Übertragungssysteme haben alle schädliche Eigenresonanzen (sei es im Mikrofon oder im Kopfhörer), die das Klangbild entscheidend verzerrten. Das Ohr bzw. unser Unterbewußtsein nutzt aber gerade die Feinheiten im Klangbild aus, um den richtigen Raumeindruck beim Hören zu erzeugen.

5. Störender Einfluß eines Geräusches auf die Sprachverständlichkeit:

IRA J. HIRSH und andere [57], [58], [63], [68], [74], [75], [78] haben meßtechnisch erfaßt, daß der störende Einfluß eines Geräusches auf die Verständlichkeit der Sprache ein anderer ist, je nachdem, ob die Geräusch-Schallquelle und die Sprach-Schallquelle in der gleichen Richtung oder in stark verschiedenen Richtungen, von der Versuchsperson aus gesehen, liegen. Man kann diese Versuche beim freien Hören im Raum ausführen, man kann sie aber auch beim künstlichen Hören mit zwei Kopfhörern durchführen.

Beim freien Hören vermischen sich notgedrungen die beiden Effekte: Einfluß der Lautstärkendifferenz und der Zeitdifferenz. Für eine klare Untersuchung dürfte daher das künstliche Hören geeigneter sein. Es sei daran erinnert, daß das eine Ohr mit einem Schall bis zu 50 dB Lautstärke belastet sein kann, ohne die Hörfähigkeit des anderen Ohres deutlich herabzusetzen. Bei freiem Hören im Raum treten aber für hohe Töne, die gerade für die Verständlichkeit der Sprache wichtig sind, Abschattungseffekte für das abgewandte Ohr ein. Bei den Untersuchungen der oben angeführten Arbeiten kam es aber darauf an, nachzuweisen, daß allein Zeitdifferenzen, die beispielsweise für das störende

Geräusch Linkseindruck, für die Sprache dagegen Rechteindruck verursachen, den störenden Einfluß eines Geräusches auf die Sprachverständlichkeit herabsetzen.

6. Beeinflussung der Sprachverständlichkeit bei Frequenzbeschneidung ([23a], S. 196):

Folgender Versuch ist sehr aufschlußreich für die Leistungsfähigkeit unseres Zentralorgans: Es wird ein Mikrofon besprochen, das auf zwei Kanäle wirkt. Ein Kanal führt dabei wieder zum linken Ohr, der andere Kanal zum rechten Ohr. In den linken Kanal z. B. wird ein Tieffrequenzfilter eingeschaltet, das keine Frequenzen über 1000 Hz durchläßt, und umgekehrt wird im rechten Kanal ein Hochpaßfilter eingebaut, das alle tiefen Töne unter 1000 Hz unterdrückt. Wird nur mit dem linken Ohr abgehört, so ist die Sprachverständlichkeit schlecht, weil die hohen Töne fehlen. Auch für das rechte Ohr allein erhält man eine geringe Sprachverständlichkeit. Setzt man dagegen beide Hörer auf, so erhält man eine fast hundertprozentige Sprachverständlichkeit.

(Eingegangen am 21. Februar 1952.)

Schrifttum (nach Jahren geordnet)

- [1] 1901 ANGELL, J. R. and FITE, W., The monaural localization of sound. *Psychol. Rev.* **8** [1901], 225—246.
- [2] 1908 WILSON, H. A. and MYERS, C., The influence of binaural phase differences on the localization of sounds. *Brit. J. Psychol.* **2** [1908], 363—385.
- [3] 1908 HOCART, A. M. and McDougall, W., Some data for the theory of the auditory perception of direction. *Brit. J. Psychol.* **2** [1908], 386—405.
- [4] 1919 HARTLEY, R. V. L., The function of phase difference in binaural localization of pure tones. *Phys. Rev.* **13** [1919], 373—385.
- [5] 1920 VON HORNBOSTEL, E. M. and WERTHEIMER, M., Über die Entstehung der Schallrichtung. *Sitzungsber. Akad. Wiss. Berlin* [1920], 388—396.
- [6] 1920 VON HORNBOSTEL, M., Das räumliche Hören. *Bethe-Bergmann Handbuch Norm. Path. Physiol.*
- [7] 1920 KUNZE, W., Über eine Methode, Geschwindigkeiten auf akustischem Wege zu messen. *Phys. Z.* **21** [1920], 437—443.
- [8] 1920 SIMPSON, M., Experiments in binaural phase difference effect with pure tones. *Phys. Rev.* **15** [1920], 421—424.
- [9] 1920 STEWART, G. W., The function of intensity and phase in the binaural location of pure tones. *Phys. Rev.* **15** [1920], 425—431, 432—445.
- [10] 1921 KUNZE, W., Das Richtungshören und einige technische Anwendungen. *Phys. Z.* **22** [1921], 649—652.
- [11] 1921 HARTLEY, R. V. L. and FREY, T. C., The binaural location of pure tones. *Phys. Rev.* **18** [1921], 431—442.
- [12] 1922 CARSTEN, H. und SALINGER, H., Zur Frage der Lokalisation von Schallquellen. *Naturwiss.* **10** [1922], 329—330.
- [13] 1922 HECHT, H., Über die Lokalisation von Schallquellen. *Naturwiss.* **10** [1922], 107—112.
- [14] 1922 HALVERSON, H. M., Binaural localization of tones as dependent upon differences of phase and intensity. *Amer. J. Psych.* **13** [1922], 178—212.
- [15] 1922 HALVERSON, H. M., Diotic tonal volumes as a function of difference of phase. *Amer. J. Psych.* **33** [1922], 526—534.
- [16] 1922 STEWART, G. W., The intensity logarithmic law and the difference of phase effect in binaural audition. *Psych. Monog.* **31** [1922], 30—40.
- [17] 1925 MEYER, E., Über das stereoakustische Hören. *Elektrotech. Z.* **46** [1925], 805—807.
- [18] 1925 BANISTER, H., The effect of binaural phase differences on the localization of tones at various frequencies. *Brit. J. Psychol.* **15** [1925], 280—307.
- [19] 1927 MEYER, E., Stereoakustisches Hören. *Handbuch der Physik*, Band Akustik. Springer-Verlag, Berlin 1927, 538—543.
- [20] 1927 HALVERSON, H. M., The upper limit of auditory localization. *Amer. J. Psych.* **38** [1927], 97—106.
- [21] 1928 TRIMBLE, O. C., The theory of sound localization: A restatement. *Psych. Rev.* **35** [1928], 515—523.
- [22] 1928 TRIMBLE, O. C., A discrete impulse technique in sound localization. *Brit. J. Psych.* **19** [1928], 167—179.
- [23] 1928 TRIMBLE, O. C., Some temporal aspects of sound localization. *Psych. Monog.* **28** [1928], 172—225.
- [23a] 1928 FLETCHER, H., *Speech and Hearing*. Mac Millan and Co., London 1928; *Binaural Beats*, 188—197.
- [24] 1929 TRIMBLE, O. C., The relative roles of the temporal and the int. *Amer. J. Psych.* **41** [1929], 564—576.
- [25] 1929 PATTIE, J. und FRANK, A., Berichte über die gesamte Physiologie. *52* [1929], 310.
- [26] 1930 TRÖGER, J., Die Schallaufnahme durch das äußere Ohr. *Phys. Z.* **31** [1930], 26—45.
- [27] 1930 VON BÉKÉSY, G., Zur Theorie des Hörens: Über das Richtungshören bei einer Zeitdifferenz oder Lautstärkenungleichheit der beidseitigen Schalleinwirkungen. *Phys. Z.* **31** [1930], 824—838 und 857—868.
- [28] 1930 WIGHTMAN, E. R. and FIRESTONE, F. A., Binaural localization of pure tones. *J. acoust. Soc. Amer.* **2** [1930], 271—280.
- [29] 1934 STEINBERG, J. G. and SNOW, W. B., Physical factors in auditory perspective. *Bell Syst. tech. J.* **13** [1934], 245—259.
- [30] 1934 STEVENS, S. S. and NEWMANN, E. B., The localization of pure tones. *Proc. nat. Acad. Sci.* **20** [1934], 593—596.
- [31] 1935 TRIMBLE, O. C., Intensity-difference and phase difference as conditions of stimulation in binaural sound localization. *Amer. J. Psych.* **47** [1935], 264—274.
- [32] 1936 STEVENS, S. S. and NEWMANN, E. B., The localization of actual sources of sound. *Amer. J. Psych.* **48** [1936], 297—306.
- [33] 1936 UPTON, M., Differential sensitivity in sound localization. *Proc. nat. Acad. Sci.* **22** [1936], 409—412.
- [34] 1937 UPTON, M. and HOLWAY, A. H., On the psychophysics of hearing: Binaural differential sensitivity and exposure-time. *Proc. nat. Acad. Sci.* **23** [1937], 32—34.
- [35] 1937 KEMP, E. H. and ROBINSON, E. H., Electrical responses of the brain-stem to bilateral auditory stimulation. *Amer. J. Phys.* **120** [1937], 316—322.
- [36] 1938 VON BÉKÉSY, G., Über die Entstehung der Entfernungsempfindung beim Hören. *Akust. Z.* **3** [1938], 21—31.
- [37] 1938 WILSKA, A., Untersuchungen über das Richtungshören. Diss. Helsingfors 1938, 86 Seiten.
- [38] 1938 STEVENS, S. and DAVIS, H., Hearing, its psychology and physiology. *J. Wiley & Sons*, New York 1938, Auditory localization, p. 167—183.
- [39] 1939 HUGHES, I. W., Binaural localization with two notes differing in phase by 180°. *Brit. J. Psych.* **30** [1939], 52—56.
- [40] 1940 HUGHES, I. W., The upper frequency limit for the binaural localization of a pure tone by phase

- difference. Proc. roy. Soc. London **B 128** [1940], 293—305.
- [41] 1940 WALLACH, H., The role of head movements and vestibular and visual cues in sound localization. J. exp. Psych. **27** [1940], 339—367.
- [42] 1940 THOMAS, G. J., Experimental study of the influence of vision on sound localization. J. exp. Psych. **28** [1940], 163—177.
- [43] 1944 LANGMUIR, J., SCHAEFER, V. J., FERGUSON, C. V. and HENNELLY, E. F., A study of binaural perception of the direction of a sound source. Gener. Electr. Research Labor. Rep. [1944], Bd. 31014.
- [44] 1946 DIAMANT, H., Sound localization and its determination in connection with some cases of severely impaired function of vestibular labyrinth but with normal hearing. Acta Oto-Laryng. **34** [1946], 576—586.
- [45] 1947 BOLLE, A., LO SURDO, A. e ZANOTELLI, G., Sensibilità alla localizzazione biauricolare in funzione della frequenza. Ricer. sci. e ricost. **17** [1947], 873—877.
- [46] 1947 LO SURDO, A., Punti singolari e percezione biauricolare nella propagazione ossea del suono nel capo. Ricer. sci. e ricost. **17** [1947], 906—909.
- [47] 1947 BOLLE, A., LO SURDO, A. e ZANOTELLI, G., Soglia di sposamento per fase nella localizzazione biauricolare per intensità. Ricer. sci. e ricost. **17** [1947], 1600—1602.
- [48] 1947 BOLLE, A., LO SURDO, A. e ZANOTELLI, G., Sposamenti elementari di una sorgente sonora virtuale loccasiata per fase. Ricer. sci. e ricost. **17** [1947], 1603—1608.
- [49] 1947 BOLLE, A., LO SURDO, A. e ZANOTELLI, G., I superangoli nell'audizione biauricolare. Ricer. sci. e ricost. **17** [1947], 1991—1996.
- [50] 1947 BOLLE, A., LO SURDO, A. e ZANOTELLI, G., Percezione biauricolare delle variazioni di azimut virtuale per intensità. Ric. sci. e ricost. **17** [1947], 1336—1362.
- [51] 1947 GARNER, W. R., Accuracy of binaural loudness matching with repeated short tones. J. exp. Psych. **37** [1947], 337—350.
- [52] 1947 GEMELLI, A., La localisation des sons. Miscellanea Psychol. Albert Michotte [1947], 155—166.
- [53] 1948 JEFFRES, L. A., Binaural phase difference and pitch variation. Amer. J. Psych. **61** [1948], 468—486.
- [54] 1948 JEFFRES, L. A., A place theory of sound localization. J. Comp. Physiol. Psych. **41** [1948], 35—39.
- [55] 1948 BOLLE, A., LO SURDO, A. e ZANOTELLI, G., Percezione dell'elevazione di una sorgente sonore. Ricer. sci. e ricost. **18** [1948], 565—569.
- [56] 1948 BOLLE, A., LO SURDO, A. e ZANOTELLI, G., Localizzazione in altezza mediante un orecchio artificiale. Ricer. sci. e ricost. **18** [1948], 1564—1568.
- [57] 1948 HIRSH, I. J., Binaural summation. A century of investigation. Psych. Bull. **45** [1948], 193—206.
- [58] 1948 HIRSH, I. J., The influence of interaural phase on interaural summation and inhibition. J. acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 536—544.
- [59] 1948 NEFF and YELA, Function of the auditory cortex: The localization of sound in space. Amer. Psych. **3** [1948], 243.
- [60] 1948 YOUNG WHITE, S., Binaural phenomenon. Audio Engng. **32** [1948], 30, 40.
- [61] 1948 KLENSCH, H., Beitrag zur Frage der Lokalisation des Schalles im Raum. Pflügers Archiv **250** [1948], 492—500, 706—713.
- [62] 1949 KLENSCH, H., Die Lokalisation des Schalles im Raum. Naturwiss. **36** [1949], 145—149.
- [63] 1948 LICKLIDER, J.-C. R., The influence of interaural phase relations upon the masking of speech by white noise. J. acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 150—159.
- [64] 1949 NOWELL JONES, F. and BUNTING, E., Displacement after effects in auditory localization. Amer. Psych. **4** [1949], 389.
- [65] 1949 CLARK, B. and GRAYBIEL, A., The effect of angular acceleration on sound localization. The Audio-gyral illusion. J. Psych. **28** [1949], 235—244.
- [66] 1949 BIJTEL, J., About the question of binaural beats. Acta Oto-Laryng. **150** [1949], Suppl. 78 Abstr.
- [67] 1949 JEFFRES, L. A., Interaural phase difference and pitch variation: Day to day changes. Amer. J. Psych. **62** [1949], 1—19.
- [68] 1949 SMITH, M. H. and LICKLIDER, J. C. R., Statistical bias in comparisons of monaural and binaural thresholds: Binaural summation of binaural supplementation. Psych. Bull. **46** [1949], 278 to 284.
- [69] 1949 ADAMOVICH, N. A., Lokalisation der Vertikalrichtung eines Schalles im Raum. Prob. fiziol. Akust. Moskau **1** [1949], 89—92.
- [70] 1949 ALEXSEENKO, N. U., Effekte einer nicht-akustischen Erregung auf die Empfindung einer Schallrichtung. Prob. fiziol. Akust. Moskau **1** [1949], 74—88.
- [71] 1949 GERSHUNI, G. V., Transformation des Höreindruckes in einen Richtungseindruck. Prob. fiziol. Akust. Moskau **1** [1949], 5—19.
- [72] 1949 GEMELLI, A., Le mécanisme de l'influence des mouvements de la tête sur la localisation des sons. Acta Psych. **6** [1949], 27—32.
- [73] 1949 WALLACH, H., NEWMANN, E. B. and ROSENZWEIG, M. R., The precedence effect in sound localization. Amer. J. Psych. **62** [1949], 315—336.
- [74] 1950 KOCK, W. E., Binaural localization and masking. J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 801—804.
- [75] 1950 HIRSH, I. J., The relation between localization and intelligibility. J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 196—200.
- [76] 1950 KOENIG, W., Subjective effects in binaural hearing. J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 61—62.
- [77] 1950 KRAUS, M., Über das Erkennen der Schallrichtung. Archiv Hals-N.-O. **157** [1950], 301—319.
- [78] 1951 WEBSTER, F. A., The influence of interaural phase on masking thresholds. The role of interaural time-deviation. J. acoust. Soc. Amer. **23** [1951], 452—462.
- [79] 1952 KIETZ, H., Das Problem des räumlichen Richtungshörens. Erscheint demnächst im Archiv Hals-N.-O.
- [80] 1952 KIETZ, H. und ZANGEMEISTER, H., Vergleich zwischen dem normalen Hören mittels Gehörknöchelchen und dem Hören über den Kopf als schallauffangendes Organ. Erscheint demnächst im Archiv Hals-N.-O.

THE ATTENUATION OF THE HIGHER MODES OF ACOUSTIC WAVES IN A RECTANGULAR TUBE*

by E. A. G. SHAW**

Physics Department, Imperial College, London

Summary

KIRCHHOFF's theoretical treatment of plane wave propagation in a cylindrical tube, allowing for the finite viscosity and thermal conductivity of the gaseous medium, has been applied to the higher order modes of waves between a pair of parallel infinite planes; the more general case of the rectangular tube requires a boundary layer approach. The attenuation of (1,0) waves has been accurately measured in the 2.4...3.0 kc/s region using a new probe microphone technique to explore a system of standing waves in a rectangular tube. Under suitable experimental conditions the observed and theoretical values of attenuation constant are in agreement within 2%.

In contrast with the plane wave case, the ratio of viscous to thermal conduction losses for higher order mode waves is not constant but depends on the frequency and geometrical configuration of the waves. It is suggested, therefore, that measurements of the absorption of such waves may provide a new method of determining both the shear viscosity and thermal conductivity coefficients of gases.

Sommaire

On a appliquée, en tenant compte de la viscosité finie et de la conductibilité thermique du milieu gazeux, la théorie de KIRCHHOFF relative à la propagation d'une onde plane dans un tube cylindrique, aux modes d'ordre supérieur des ondes entre deux plans parallèles indéfinis; le cas plus général d'un tube rectangulaire pose un problème de couche limite. On a mesuré avec précision l'affaiblissement des ondes (1,0) dans la gamme 2,4...3,0 kHz, en employant une nouvelle technique avec sonde microphonique pour explorer un système d'ondes stationnaires dans un tube rectangulaire. Si les conditions expérimentales sont favorables, les valeurs théoriques et expérimentales de la constante d'affaiblissement sont concordantes à moins de 2% près.

A l'inverse du cas d'une onde plane, le rapport des pertes visqueuses aux pertes par conduction thermique n'est pas constant pour les ondes d'un mode d'ordre élevé, mais dépend de la fréquence et de la configuration géométrique des ondes. On pense donc que la mesure de l'absorption de telles ondes doit permettre une nouvelle détermination des coefficients de viscosité de cisaillement, et de conductibilité thermique des gaz.

Zusammenfassung

Die KIRCHHOFFSche Theorie der Fortpflanzung ebener Wellen in einem zylindrischen Rohr unter Berücksichtigung der endlichen Zähigkeit und Wärmeleitfähigkeit des Gases wurde auf Wellentypen höherer Ordnung ausgedehnt. Da der allgemeine Fall der Ausbreitung im Rechteckrohr eine Grenzschichtnäherung erfordert, wurde die Wellenfortpflanzung zwischen zwei unendlich ausgedehnten Ebenen behandelt. Die Dämpfung der 1,0-Wellen wurde im Frequenzbereich 2,4...3,0 kHz genau gemessen. Zur Ausmessung der stehenden Wellen im rechteckigen Rohr wurde eine neue Sondenmikrophonmethode benutzt. Unter günstigen Versuchsbedingungen stimmen die gemessenen Absorptionswerte mit den berechneten bis auf 2% überein.

Das Verhältnis der Zähigkeitsverluste zu den Wärmeleitungsverlusten ist bei Wellentypen höherer Ordnung nicht konstant wie bei ebenen Wellen, sondern hängt von der Frequenz und der Druckverteilung ab. Es wird daher vorgeschlagen, derartige Messungen zu benutzen, um die Schubviskosität und die Wärmeleitungskonstante eines Gases getrennt zu bestimmen.

1. Introduction

The attenuation of higher order modes of acoustic waves in rectangular tubes has recently been studied independently by several workers.

Thus HARTIG and LAMBERT [1] measured the attenuation constant of (1,0) waves and fitted their observations to a suggested modification of a theoretical formula due to RAYLEIGH [2], making allowance for other losses present in their experiment. RAYLEIGH's result was a logical extension of KIRCHHOFF's classical work [3] concerned with the effects of viscosity and thermal conduction on the propagation of the lowest mode

* A paper based on this and related work was read before a meeting of the Acoustics Group of the Physical Society on 10th October, 1950.

** Now with the National Research Council of Canada in Ottawa.

(substantially plane waves) in cylindrical tubes. For tubes of moderate size such effects are sensibly confined to the gas in the vicinity of the tube walls. BOGERT [4] showed how the methods used to calculate the wall losses of electromagnetic waveguides may be adapted to the acoustic case, but his work was concerned only with viscosity losses. Using a boundary layer acoustic impedance method due to CREMER [5], extended where necessary, and formulae given by MORSE [6], BEATTY [7], [8] has obtained expressions for the attenuation constants of higher order modes of acoustic waves in tubes of both rectangular and circular cross section taking into account both types of losses. His result for (1,0) waves in rectangular tubes is in agreement with that given, without proof, in a letter by the author [9].

It is interesting to note that several related problems have been discussed in the literature. For example, THIESEN [10] calculated the damping factor of plane waves in a cylindrical tube allowing for losses at the closed ends which he found to be due entirely to thermal conduction effects. HERZFELD [11] independently derived an equivalent result to explain the relatively low reflection coefficients observed in the acoustic interferometer experiments of HUBBARD and others; while qualitative experimental support was provided by ALLEMAN [12]. Following the methods of KIRCHHOFF, KONSTANTINOV [13] obtained an expression for the reflection coefficient for plane waves incident at any angle at a plane, infinite, rigid and impervious wall; and CREMER independently derived a similar result. Using a boundary layer method, NIELSEN [14] has calculated the damping factors of particular forms of Helmholtz resonators and has also described supporting experiments.

Apart from the experiments by HARTIG and LAMBERT and by NIELSEN, most of the experimental work has been concerned with verification of KIRCHHOFF's original theory. Thus measurements of the attenuation constant for plane waves in cylindrical tubes of moderate cross-section have been made recently by WAETZMANN and WENKE [15], BERANEK [16], FAY [17], SCOTT [18] and others. Such measurements have tended to lie 10 to 15% above the theoretical value, though SCOTT found a value only 3% above theory.

In this paper the rigorous methods of KIRCHHOFF are applied to the case of propagation of higher order mode waves between two infinite parallel planes. This case may be regarded as a limiting form of the rectangular tube with one of the traverse dimensions tending to infinity. Meas-

urements of the attenuation constant of (1,0) waves in a rectangular tube are presented and compared with theory.

2. Propagation between a pair of infinite parallel planes

The formal solution of the fundamental equations given by KIRCHHOFF provides the introduction to the present discussion, and it is convenient to refer to RAYLEIGH's account in § 348 of *The Theory of Sound* (2nd Ed.). In the particular problem considered here the acoustic field is bounded by infinite rigid impervious isothermal parallel planes located at $\pm y_1$, and there is no discontinuity of temperature or flow at the boundary. Propagation is wholly in the direction of x , the variation of field quantities in that direction being represented by the factor e^{imx} where m is the complex propagation constant to be determined; the time dependent factor is $e^{i\omega t}$. Thus, following RAYLEIGH's notation, the scalar variables Θ' , Q_1 and Q_2 are invariant with z , while w and w' are zero. Q_1 and Q_2 are defined by the relations

$$\nabla^2 Q_1 = - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{j\omega}{c^2} [\mu' + \mu'_1 + v' \left(1 - \frac{1}{v'} \right)] \right) Q_1 - \lambda_1 Q_1 \quad (1)$$

$$\nabla^2 Q_2 = (j\omega v'/v') Q_2 \equiv \lambda_2 Q_2. \quad (2)$$

Using equations (21) and (23) of § 348 to express v' in terms of u' , and replacing u' by $A_3 Q_3$ where A_3 is a constant and Q_3 is defined by

$$\nabla^2 Q_3 = (j\omega/\mu') Q_3 \equiv \lambda_3 Q_3, \quad (3)$$

we find the following expressions for the x and y components of particle velocity:

$$u = -A_1 \left(\frac{j\omega}{\lambda_1} - v' \right) \frac{\partial Q_1}{\partial x} - A_2 \left(\frac{j\omega}{\lambda_2} - v' \right) \frac{\partial Q_2}{\partial x} + A_3 Q_3, \quad (4)$$

$$v = -A_1 \left(\frac{j\omega}{\lambda_1} - v' \right) \frac{\partial Q_1}{\partial y} - A_2 \left(\frac{j\omega}{\lambda_2} - v' \right) \frac{\partial Q_2}{\partial y} - A_3 \frac{m}{\lambda_3 - m^2} \cdot \frac{\partial Q_3}{\partial y}. \quad (5)$$

For completeness, equation (10) of § 350 must be added:

$$\Theta' = A_1 Q_1 + A_2 Q_2. \quad (6)$$

In the above expressions $\mu' = \mu/\rho_0$ is the kinematic viscosity of the gas, ρ_0 being the mean density; $v' = v/\rho_0 C_v$ where v is the coefficient of thermal conductivity and C_v is the specific heat at constant volume; $\Theta' = \Theta/k_1$ where Θ is the excess temperature and $k_1 \sigma$ is the temperature rise which

would result from an adiabatic condensation σ ; $\gamma = C_p/C_v$ is the ratio of principal specific heats and $c = \sqrt{\gamma p_0/\rho_0}$ is the Laplacian velocity of sound.

At $y = \pm y_1$, the boundary conditions require that u , v and θ' vanish simultaneously. This may be fulfilled by ensuring that the determinant of (4), (5) and (6) is zero at the boundaries:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{j\omega}{\lambda_1} - v' \right) \frac{\partial \ln Q_1}{\partial y} + \left(\frac{j\omega}{\lambda_2} - v' \right) \frac{\partial \ln Q_2}{\partial y} + \\ & + \frac{j\omega m^2}{\lambda_3 - m^2} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \frac{\partial \ln Q_3}{\partial y} = 0 \quad (7) \\ & (y = \pm y_1). \end{aligned}$$

The solutions of (1), (2) and (3) may be either sine or cosine functions:

$$Q_{1,2,3} = \frac{\sin \left[y(m^2 - \lambda_{1,2,3})^{1/2} \right]}{\cos \left[y(m^2 - \lambda_{1,2,3})^{1/2} \right]}. \quad (8)_{1,2,3}$$

Differentiating logarithmically and putting $y = \pm y_1$:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial \ln Q_{1,2,3}}{\partial y} \right)_{\pm y_1} = \\ & (m^2 - \lambda_{1,2,3})^{1/2} \left[\begin{array}{l} + \cot \\ - \tan \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} \pm y_1 (m^2 - \lambda_{1,2,3})^{1/2} \\ \mp n_y \pi / 2 \end{array} \right]. \quad (9)_{1,2,3} \end{aligned}$$

To obtain m explicitly, it is necessary to make certain approximations, which, however, still lead to highly accurate solutions in important practical cases.

The first order solution is found by treating the loss-free case in which v' and μ' vanish. For this limiting case the functions Q_2 and Q_3 may be neglected provided the boundary conditions $u=0$ and $\theta'=0$ are also removed. Thus, initially, perfect slip and thermal insulation are allowed but the planes are still considered to be perfectly rigid and impervious. The corresponding values of m which may be found from equation (5), are well known. They are given by the relationship:

$$y_1 (m^2 - \lambda_1)^{1/2} = n_y \pi / 2, \quad (10)$$

where n_y may be zero or any even integer if Q_1 is a cosine function, or any odd integer for a sine function. Substituting for λ_1 , (10) may be expressed in the more familiar form:

$$\left(\frac{m}{\pi} \right)^2 + \left(\frac{\omega}{\pi c} \right)^2 = \left(\frac{n_y}{2y_1} \right)^2. \quad (11)$$

Propagation of the waves requires an imaginary value of m which occurs only when ω exceeds the minimum value $\omega_c = \pi n_y c / 2y_1$; $f_c = \omega_c / 2\pi$ is termed the cut-off frequency of the mode and $\lambda_c = 4y_1/n_y$ the cut-off wavelength. In terms of ω_c , m^2 has the value $(\omega_c^2 - \omega^2)/c^2$.

A second order solution for m may be found by considering the case where $|\lambda_2|^{1/2}$ and $|\lambda_3|^{1/2}$ are both large compared with m and $1/y_1$. (In a typical case, with air at 18°C and 76 cm Hg and waves of frequency 2500 c/s, $|\lambda_2|^{1/2} = 390 \text{ cm}^{-1}$ and $|\lambda_3|^{1/2} = 460 \text{ cm}^{-1}$, while $|m| = 0.14 \text{ cm}^{-1}$ when $n_y = 1$ and $1/y_1 = 0.28 \text{ cm}^{-1}$.) These conditions ensure that m^2 differs only slightly from the values given by equation (10) and the dissipation of acoustic energy is therefore small. Hence $y_1(m^2 - \lambda_1)^{1/2} \approx n_y \pi / 2$ and it is permissible to substitute $\mp [y_1(m^2 - \lambda_1)^{1/2} - n_y \pi / 2]$ for the trigonometric function of (9)₁, bearing in mind that zero or even values of n_y are associated with the tangent and odd values with the cotangent. This is equivalent to specifying that the tangent or cotangent is to have a small value which is, therefore, a linear function of the argument.

Reference to (2) and (3) shows that λ_2 and λ_3 are imaginary and tend to infinity as v' and μ' tend to zero. The trigonometric arguments of (9)₂ and (9)₃ are thus of the form $\pm (-1 + j)a$ where a is a large real number, so that the cotangent or (minus) tangent may be replaced by $\mp j$. (9)_{1,2,3} may therefore be written:

$$\left(\frac{\partial \ln Q_1}{\partial y} \right)_{\pm y_1} = \mp (m^2 - \lambda_1)^{1/2} [y_1(m^2 - \lambda_1)^{1/2} - n_y \pi / 2], \quad (12)_1$$

$$\left(\frac{\partial \ln Q_{2,3}}{\partial y} \right)_{\pm y_1} = \mp (m^2 - \lambda_{2,3})^{1/2} \approx \pm \lambda_{2,3}^{1/2}. \quad (12)_{2,3}$$

Substituting in (7) with the appropriate values of λ_1 , λ_2 and λ_3 from (1)...(3), rearranging and neglecting $v'/\omega\gamma$, v'/ω , μ'/ω and μ'_1/ω where they appear as quantities of the second order of smallness compared to c^2/ω^2 :

$$\begin{aligned} & \left(m^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left[y_1 - \left(\frac{\mu'}{j\omega} \right)^{1/2} \right] - \frac{\pi n_y}{2} \left(m^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right)^{1/2} + \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \left[\left(\frac{\mu'}{j\omega} \right)^{1/2} + (\gamma - 1) \left(\frac{v'}{j\omega\gamma} \right)^{1/2} \right] = 0. \quad (13) \end{aligned}$$

Solving as a quadratic in $(m^2 + \omega^2/c^2)^{1/2}$ and taking only the positive root by virtue of the limitation imposed on m^2 ,

$$m^2 = - \frac{\omega^2}{c^2} + \left\{ \frac{\left(\frac{\pi n_y}{2} \right) + \sqrt{\left(\frac{\pi n_y}{2} \right)^2 - \frac{4\omega^2}{c^2} \left[\left(\frac{\mu'}{j\omega} \right)^{1/2} + (\gamma - 1) \left(\frac{v'}{j\omega\gamma} \right)^{1/2} \right] \left[y_1 - \left(\frac{\mu'}{j\omega} \right)^{1/2} \right]}{2 \left[y_1 - \left(\frac{\mu'}{j\omega} \right)^{1/2} \right]} \right\}^2. \quad (14)$$

Considering first the case $n_y = 0$, the main fraction is a quantity of the first order of smallness compared with ω^2/c^2 so that $(\mu'/j\omega)^{1/2}$ may be neglected in comparison with y_1 . Solving for m and neglecting unimportant terms:

$$\pm m = \frac{\omega}{c} \left\{ j + \frac{1}{2y_1} \left[\left(\frac{\mu'}{2\omega} \right)^{1/2} + \right. \right. \\ \left. \left. + (\gamma - 1) \left(\frac{\nu'}{2\gamma\omega} \right)^{1/2} \right] (1 + j) \right\}. \quad (15)$$

This result, which is the solution for the case of approximately plane waves, has already been given by RAYLEIGH (§ 350).

The more interesting case is that in which $n_y \neq 0$. The principal square root of (14) may now be expanded since the second term is small compared with $(\pi n_y/2)^2$. However, the numerator of the main fraction is no longer a small quantity so that $(\mu'/j\omega)^{1/2}$ may no longer be neglected in comparison with y_1 in the denominator. Retaining only terms of the required order:

$$\pm m = j \frac{\lambda}{\lambda_t} \frac{\omega}{c} + \frac{1}{cy_1} \left(\frac{\omega}{2} \right)^{1/2} \left[\frac{\lambda}{\lambda_t} \mu'^{1/2} + \right. \\ \left. + \frac{\lambda_t}{\lambda} (\gamma - 1) \left(\frac{\nu'}{\gamma} \right)^{1/2} \right] (1 + j), \quad (16)$$

where $\lambda = 2\pi c/\omega$ and $\lambda_t = \left[\left(\frac{\omega}{2\pi c} \right)^2 - \left(\frac{n_y}{4\pi y_1} \right)^2 \right]^{1/2}$.

Reference to (11) shows that λ_t is the wavelength of the wave system propagated between the planes in the loss-free case, while λ is the corresponding wavelength of plane waves in the unconfined medium. Writing $m = \alpha + j\beta$, where α is the attenuation constant and $\beta = 2\pi/\lambda_t'$ is the wavelength constant, λ_t' being the wavelength of the mode modified by the viscosity and thermal conduction effects, it will be observed that

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_t'} = \frac{2\pi}{\lambda_t} \equiv \alpha. \quad (17)$$

The effect of attenuation is therefore to increase the wavelength constant by an amount equal to the attenuation constant. This result is equally true for approximately plane waves ($n_y = 0$) and for the higher order modes ($n_y > 0$). The factor λ_t/λ which appears in (16), and more particularly in equation (19) below, is considered preferable to $[1 - (f_c/f)^2]^{-1/2}$ used by other authors since the latter expression demands very accurate knowledge of f_c/f when f is only a little greater than f_c . Experimentally λ_t , or more precisely λ_t' , may be obtained from the observed standing wave pattern.

The method presented above may be used to calculate the propagation constants of the axially symmetrical modes of a cylindrical tube; the lowest order — the "plane" wave case — is, of course, the one treated by KIRCHHOFF. The damping of the centrally symmetrical (i.e. radial) modes of a spherical cavity may also be treated in a similar manner; in this case the boundary losses are due entirely to the thermal conduction process.

The more complex case of the (n_y, n_z) modes of a rectangular tube has been treated by several authors using various forms of the boundary layer method mentioned in section 1. The appropriate values of α for the $(0,0)$ mode ("plane" waves) and the $(n_y, 0)$ modes are:

$(0,0)$ mode:

$$\alpha = \frac{1}{c} \left(\frac{1}{2y_1} + \frac{1}{2z_1} \right) \left[\left(\frac{\omega\mu}{2\varrho_0} \right)^{1/2} + \right. \\ \left. + (\gamma - 1) \left(\frac{\nu\omega}{2\varrho_0\gamma C_v} \right)^{1/2} \right] \\ A_1 f^{1/2} \text{ (say)}, \quad (18)$$

$(n_y, 0)$ mode:

$$\alpha = \frac{1}{c} \left(\frac{\omega\mu}{2\varrho_0} \right)^{1/2} \left(\frac{\lambda}{\lambda_t} \frac{1}{y_1} + \frac{\lambda_t}{\lambda} \frac{1}{2z_1} \right) + \\ + \frac{(\gamma - 1)}{c} \left(\frac{\nu\omega}{2\varrho_0\gamma C_v} \right)^{1/2} \frac{\lambda_t}{\lambda} \left(\frac{1}{y_1} + \frac{1}{2z_1} \right) \\ \equiv \left(A_2 \frac{\lambda_t}{\lambda} + A_3 \frac{\lambda}{\lambda_t} \right) f^{1/2} \text{ (say)}. \quad (19)$$

The result for an important practical case, that of $(1,0)$ waves, given by SHAW [9] and BEATTY [7], [8] and included in (19), may be compared with (16). When $z_1 \rightarrow \infty$ which corresponds to the case of infinite planes at $\pm y_1$, (19) reduces to the real part of (16). In this limiting case, therefore, the boundary layer approach and the more rigorous method are in agreement.

The relative proportion of losses due to viscosity and thermal conductivity effects depends on λ_t/λ for the higher order modes of the rectangular tube, as was found for parallel planes. In principle, therefore, measurement of the attenuation constant of $(1,0)$ waves for different values of λ_t/λ and comparison with the value for plane waves could be used to determine both the thermal conductivity coefficient and the shear viscosity of a gas provided other causes of attenuation were negligible.

The boundary layer method, at least in its usual forms, does not permit determination of

the change in wavelength constant which accompanies the attenuation. However, results identical or equivalent to equation (17) were obtained by KIRCHHOFF for the propagation of "plane" waves in a cylindrical tube and CREMER and KONSTANTINOV in connection with the reflection of obliquely incident plane waves from a rigid impermeable plane surface. It is therefore fairly safe to assume that (17) will also apply to the propagation of $(n_y, 0)$ modes in a rectangular tube. For the higher order modes the difference between λ_t and λ'_t may be quite large near the cut-off frequency since, with increasing λ_t , the first term of (17) decreases while the second increases.

3. Experimental

For the experimental investigation of higher order mode waves in tubes it is necessary either to provide an acoustic source which will excite only the desired mode or to devise a detector which will respond only to that mode. HARTIG and SWANSON [19] used an apparatus of the first type, while HARTIG and LAMBERT [1] have described measurements with an apparatus based primarily on the second principle, in which the standing wave pattern was explored with a reed type pressure gradient receiver protruding through a slot in the waveguide and responding only to the transverse pressure gradient.

The apparatus used by the author, a description of which will appear in a later paper, was designed primarily with a view to comparing the behaviour of acoustic absorbing surfaces with respect to waves of oblique and normal incidence which required the use of both higher order mode waves and plane waves, rendering a slotted waveguide unacceptable. It is sufficient to mention here that the technique utilizes in several ways the characteristic transverse pressure distributions by which the various modes may be distinguished; it requires a multipole acoustic source and a pressure microphone which may be coupled to one of a set of probe tubes moving parallel to the waveguide axis and having carefully chosen transverse positions. As an example, the $(1, 0)$ mode is excited by an anti-symmetrical source (a pair of transducers operating in anti-phase) which may be precisely adjusted to avoid exciting plane waves. This adjustment is accomplished using a probe tube located in the central nodal plane of the $(1, 0)$ mode and therefore responsive only to the residual plane waves. After the source has been adjusted the standing wave pattern of the desired mode may then be explored with the microphone coupled to a probe having a different transverse location. All observations of pressure

are compared with the value observed with a "reference" microphone located at the reflecting surface terminating the waveguide.

A detailed study of standing wave patterns obtained with a good reflector of sound was considered a necessary preliminary to measurements of the acoustic impedance of porous surfaces with higher order mode waves. However, measurement of the attenuation constant has considerable intrinsic interest as shown in section 2 for it enables a new and critical experimental study to be made of the boundary absorption of sound due to viscous and thermal conduction effects.

Two sizes of rectangular waveguide were used, the smaller, with which the significant observations of attenuation constant were made, consisting of a 110 cm length of precision brass tube (10 cm electromagnetic waveguide), and the other, approximately twice as large, constructed from Tufnol, a hard paper-based synthetic resin material. The smaller waveguide has a wall thickness of 0.22 cm and internal transverse dimensions $2y_1 = 7.185$ cm and $2z_1 = 3.36$ cm so that the cut-off wave-length ($\lambda_c = 4y_1$) for the $(1, 0)$ mode is 14.37 cm corresponding to a cut-off frequency of 2376 c/s in air at 18°C, and 2424 c/s in nitrogen. The larger waveguide, of length 214 cm, was assembled from a number of plates and strips of $\frac{3}{8}$ " Tufnol sheet and has internal dimensions $2y_1 = 14.365$ cm and $2z_1 = 4.77$ cm giving a $(1, 0)$ mode cut-off frequency of 1188 c/s in air at 18°C.

Many authors have considered the theory of measurement by exploration of the standing wave pattern in a tube. A very detailed treatment has been given by SCOTT [18] for "plane" acoustic waves but his treatment is quite general provided values of wavelength constant $2\pi/\lambda'_t$ and attenuation constant α appropriate to the mode are used. Assuming that the ratio of amplitudes of incident and reflected waves is $e^{-2\psi}$, the values of minimum and maximum pressure are

$$P_{min} = P_0 \left[\sinh^2(\alpha x_N + \psi) + \frac{\pi^2 \lambda_t'^2}{16\tau^2} \sinh^2 2(\alpha x_N + \psi) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (20)$$

$$P_{max} = P_0 \left[\cosh^2(\alpha x_N + \psi) + \frac{\pi^2 \lambda_t'^2}{16\tau^2} \sinh^2 2(\alpha x_N + \psi) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

where $N=0, 2, 4$ for the maxima and $N=1, 3, 5$ for the minima; x_N is the distance between the

reflector and the position of the minimum or maximum. As is well known, to the first approximation P_{max} is independent of x_N while P_{min} is a linear function of x_N . In the present experiments αx_N is often sufficiently great (as much as 0.35) that these simple relationships no longer hold accurately. However, the first approximation provides such a convenient means of examining and interpreting experimental data that it is useful to define "modified" values of minimum and maximum pressure P'_{min} and P'_{max} such that, apart from experimental errors, all the maxima are strictly equal and the minima linear with distance. To the required accuracy the following modified values may be obtained from (20) and (21) using the expressions for x_N given by SCOTT in his equations (6a) and (6b):

$$P'_{\min} = P_0(\alpha x_N + \psi) \\ = P_{\min} \left[1 + \left(\frac{1}{6} + \frac{2}{N^2 \pi^2} \right) (\alpha x_N + \psi)^2 \right], \quad (22)$$

$$P'_{max} = P_0 - P_{max} \left(1 + \frac{1}{2} (\alpha x_N + \psi)^2 \right). \quad (23)$$

These expressions are only valid provided the amplitude reflection coefficient is close to unity ($\psi < 0.03$) and the change of phase on reflection is small.

In comparing experimental values of α with the theoretical values given in (18) and (19) it is convenient to calculate the factors A_1 , A_2 and A_3 which depend on the waveguide dimensions and the properties of the gas but are independent of frequency. The values in Table I have been calculated using viscosity figures taken from International Critical Tables based on HARRINGTON's data, while the values of thermal conductivity for N_2 and air given by DICKENS [20] and STOPS [21], respectively, have been preferred. (For N_2 : $\nu = 6.147 \times 10^{-5} \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$; for air: $\nu = 6.178 \times 10^{-5}$). Since the thermal conductivity and viscosity vary approximately according to the same law with respect to temperature and are independent of pressure, it may readily be shown that small departures from the assumed values of 18°C and 76 cm Hg may be taken into account by multiplying A_1 , A_2 and A_3 by the correction factor $(1 - 0.0066 \Delta P + 0.00133 \Delta T)$ where ΔP and ΔT are, respectively, the excess pressure in cm Hg and excess temperature in $^{\circ}\text{C}$.

The first series of experiments in the (1,0) mode was performed in the frequency range 2428-3000 c/s using the brass waveguide with nitrogen as the medium, which was chosen to avoid the non-classical absorption of air due to the finite relaxation time of the vibrating oxygen

Table I
Coefficients in (18) and (19) at 18°C and 76 cm Hg
(10^{-6} cm $^{-1}$ s $^{1/2}$)

	Dry air			Nitrogen		
	A_1	A_2	A_3	A_1	A_2	A_3
Small waveguide	12.91	11.47	5.56	12.69	11.28	5.46
Large waveguide	8.26	7.54	2.78			

Note: The dimensions are $2y_1 = 7.185$ cm, $2z_1 = 3.360$ cm for the small waveguide, and $2y_1 = 14.365$ cm, $2z_1 = 4.770$ cm for the large waveguide.

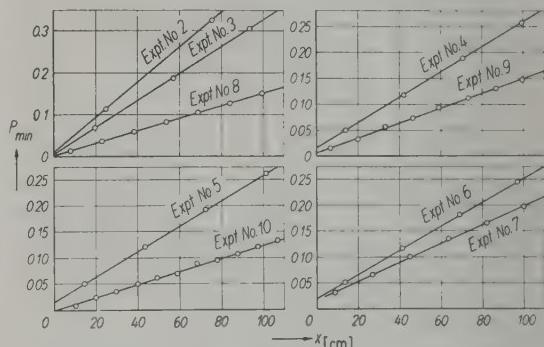


Fig. 1. Experiments with waves of $(1, 0)$ mode in small waveguide (nitrogen filled): Variation of modified values of minimum pressure (P'_{\min}) with distance (x) from the reflector.

molecule. Since the waveguide could not be hermetically sealed, it was necessary to admit nitrogen continuously at the rate of $2 \text{ cm}^3/\text{s}$ after initially flushing out. Measurements of wavelength in the tube before and after each experiment provided an adequate check of gas purity. In the figure the values of P'_{\min} obtained in these experiments have been plotted against x_N , and in Table II the corresponding values of P'_{\max} are given. All observations are relative in two senses, firstly with respect to the pressure values observed with the reference microphone and secondly with respect to the mean value of P'_{\max} .

Table II
Modified maximum values of relative pressure (P'_{\max})
for experiments 2-10

for each experiment. Thus all observations have been multiplied by a scale factor such that the mean value of P'_{\max} is unity.

The high degree of linearity of P'_{\min} with x_N and the close mutual agreement between successive values of P'_{\max} indicate that the standing wave patterns follow the theoretical form very closely. As further evidence of conformity with theory it is possible to compare the wavelength λ'_t of the (1, 0) mode with the value given by theory.

The dispersion equation

$$\left(\frac{1}{2y_1}\right)^2 = \left(\frac{2}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{2}{\lambda_t}\right)^2 \quad (24)$$

provides a relationship between the wavelength λ of free plane waves and the wavelength λ_t of (1, 0) waves in the absence of attenuation. The correction which must be applied to λ'_t in order to obtain λ_t is given in (17); using the appropriate values of α the same equation may be used to compute λ from the observed wavelength λ' of plane waves in the waveguide. For plane waves this correction rarely exceeds 0.1%, but for (1, 0) waves near to the cut-off frequency, where α and λ_t/λ are both very large, it may amount to 10–20%. In verifying (24) it is convenient to calculate effective values of $2y_1$ using values of λ_t and λ derived from observed values of λ'_t and λ' . This has been done for experiments 1–10 and the results are summarized in Table III. It will be noted that the experimental values of $2y_1$ are generally in close agreement with the geometrical value of 7.185 cm. The discrepancy of 0.04 cm in the case of experiment 10 may be due to observational error. It should be mentioned that substantial differences in λ_t may

occur when two or more experiments are performed at the same frequency but at slightly different temperatures.

Experimental values of α obtained directly from the slopes of the lines in the figure are also shown in Table III. (In the case of experiment 1, however, it was possible to observe only one minimum and it was therefore necessary to estimate the value of the reflection coefficient in order to deduce the value of α . The formula derived by KONSTANTINOV and CREMER, which may be assumed to give correctly the absorption coefficient for plane waves obliquely incident at a rigid wall, leads to the value $\psi=0.016$ in the present case. Should this be in error by as much as 100% it would lead only to 5% difference in α .) Except in the case of experiment 7 performed at 2600 c/s, where there is a discrepancy of 8%, the experimental values are within 2% of the theoretical values obtained from (19) with values of A_2 and A_3 taken from Table I. This may be regarded as substantial support for the theory.

Approximate values of ψ may be read from the intercepts in the figure. In the case of experiments 2, 3, 8 and 10 they are in good agreement with KONSTANTINOV's formula but for the other experiments they are substantially greater than expected. A satisfactory explanation for this has not been found but it may be noted that the four experiments agreeing with theory were performed with a massive acoustic specimen holder bolted to the waveguide while in the remaining cases the reflector consisted of a 1.25 cm brass plate with an elevated plateau 1.5 mm high pushed into the end of the waveguide and sealed with petroleum jelly.

The acoustic pressure levels arising in these experiments were not measured but probably exceeded 20 dyne cm⁻² in some cases. In a few cases measurements of the standing wave pattern were repeated with the pressure increased by a factor of five, but no perceptible differences were observed. It may be concluded, therefore, that the absorption of sound by non-linear processes (e.g. rotational motion of the gas) was negligible.

A further experiment was performed at 2571.4 c/s using the plate reflector and it was observed that P'_{\min} no longer increased linearly with x_N , pronounced curvature being present. Close examination of the data of experiment 7 (see figure) suggests that in that case also slight curvature is present. It soon became clear that, in this particular frequency region, the waveguide, which was free apart from supporting rubber pads close to its ends, was vibrating to a marked degree. Since no such effect was observed

Table III

Summary of observations on waves of the (1, 0) mode in small waveguide containing nitrogen (walls unloaded)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	2428.6	18.7	74.5	98.8	7.179	7.194	770	773
2	2444.4	18.2	74.5	54.06	7.127	7.189	418	431
3	2454.5	16.3	75.0	38.53	7.073	7.184	317	311
4	2500.0	18.8	75.3	29.11	6.979	7.189	244	244
5	2500.0	19.8	75.5	29.64	6.985	7.187	241	246
6	2500.0	18.0	75.0	28.34	6.969	7.190	232	237
7	2600.0	18.2	75.0	18.38	6.698	7.193	183	169
8	2666.7	17.0	74.9	15.43	6.515	7.187	148	151
9	2750.0	18.2	75.3	13.37	6.330	7.188	142	139
10	3000.0	17.0	75.9	9.742	5.801	7.222	125	122

(1) Experiment No.; (2) frequency [c/s]; (3) temperature [$^{\circ}\text{C}$]; (4) gas pressure [cm Hg]; (5) $\lambda_t/2$ [cm]; (6) $\lambda/2$ [cm]; (7) $2y_1$ [cm] derived from (5) and (6) using equation (24); (8) observed attenuation constant $\alpha (10^{-5} \text{ cm}^{-1})$; (9) attenuation constant calculated from equation (19).

with plane waves of the same frequency it was concluded that the antisymmetrical character of (1,0) waves played an important role. At a particular moment acoustic waves of the (1,0) mode exert a positive pressure on one of the minor sides of a traverse section and a negative pressure on the other. Thus both forces tend to cause lateral displacement of the section in the same direction. Such displacement also occurs when the whole tube vibrates transversely as a bar, so that there may be coupling between bar type flexural resonances of the tube and the (1,0) mode set up in the gas inside the tube. It is readily shown that the phase velocity of flexural waves in the x, y -plane of a thin walled rectangular tube of transverse dimensions $2y_1$ and $2z_1$ is

$$c_t = \left[\frac{4\pi^2 Q y_1 (y_1 + 3z_1)}{3\varrho (y_1 + z_1)} \right]^{1/2} f^{1/2} \quad (25)$$

where Q is YOUNG's Modulus and ϱ the density of the wall material; for brass $Q = 9 \times 10^{11}$ dyne cm^{-2} and $\varrho = 8.6 \text{ g cm}^{-3}$. In the present case c_t and the phase velocity of (1,0) waves coincide at approximately 2550 c/s, with a value of $1.2 \times 10^6 \text{ cm/s}$. The calculated flexural resonant frequencies of the 110 cm length of waveguide, assuming the ends to be free, are approximately 270, 750, 1470, 2420, 3620 . . . c/s. It would seem, therefore, that the observed effects were due to the fourth resonance. Experimentally it was found that the resonance was lowered from 2600 to 2500 c/s when the massive specimen holder (2.3 kg) was used in place of the reflector plate (700 g). The resonance could be removed, apparently below the cut-off frequency of the (1,0) mode, by loading the waveguide with heavy masses at several points.

Above 3.0 kc/s several minor resonances were observed and the standing wave pattern of the (1,0) mode frequently showed small but significant departures from the theoretical form. It was therefore decided that it would be unwise to use the waveguide above 3.0 kc/s. These resonances were not identified but it seems probable that they were due to plate type vibrations of the waveguide walls since the pressure distribution of the (1,0) mode would tend to cause the distortion of tube cross section which is characteristic of such vibrations.

With a view to removing undesirable wall resonance effects two methods of increasing the effective inertia of the waveguide wall were investigated. In the first, several 1.5 mm sheets of lead were wrapped tightly around the tube, a large number of carefully adjusted clamps en-

suring intimate contact with the tube walls. No evidence of resonance effects was observed with this arrangement but the measured values of attenuation constant of the (1,0) mode were approximately 15% greater than the theoretical values. In the second method a strong wooden box was built around the waveguide, only the ends of which protruded. The box was filled with dry sifted sand which was agitated for long periods to obtain maximum packing and finally compressed to ensure very firm contact with the waveguide walls. A series of measurements on the (1,0) mode, similar to those previously described, were performed with nitrogen within the waveguide and the data obtained are summarized in Table IV.

Table IV
Summary of observations on waves
of the (1,0) mode in small waveguide containing nitrogen
(walls loaded with sand)
(The columns are headed as in table III)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	2444.4	20.0	75.8	77.0	7.151	7.184	675	604
2	2500.0	19.7	76.3	29.91	6.988	7.188	330	248
3	2666.7	21.9	75.8	16.35	6.579	7.187	183	156
4	2800.0	22.5	75.8	12.81	6.270	7.191	154	137
5	3000.0	19.8	75.8	9.945	5.825	7.187	138	123

It will be seen that the experimental values of attenuation constant are again somewhat greater than the theoretical values. A similar result was obtained in a series of measurements with plane waves propagated in the sand-loaded waveguide, in which case the observed values of attenuation constant were about 30% greater than the theoretical values.

Finally observations were made with (1,0) and with plane waves in the Tufnol waveguide. Because of the method of construction, the walls of this waveguide are inherently much less rigid than those of the brass waveguide and it was therefore considered essential from the first to load the walls with sand. Again measured values of attenuation constant were greater than the theoretical values, sometimes by as much as 50% for the (1,0) mode and as much as 75% for plane waves.

It thus appears that loading the walls of an acoustic waveguide with lead or sand, both of which are materials having high internal friction, reduces the amplitude of wall motion and eliminates tube resonances but also introduces an additional cause of attenuation of both plane waves and higher order mode waves in the tube. (This confirms experimental observations by HARTIG and LAMBERT who used a brass wave-

guide embedded in asphalt; in their work, however, the rigidity of one wall was greatly impaired by the longitudinal slot.) With the freely supported rectangular brass tube, the measured attenuation constant of (1,0) waves is usually in close agreement with the theory of section 2; it thus appears in this case that the vibration of the tube walls, though probably not negligible, is small and not accompanied by any significant energy loss. At certain frequencies, however, there is coupling between transverse bar type resonances of the tube and (1,0) waves in the gaseous medium with a noticeable attendant energy loss. An ideal acoustic waveguide would have thick, and therefore rigid, walls of dense material with low internal friction.

4. Conclusion

Measurements of the attenuation constant of (1,0) waves in a rectangular tube offer substantial evidence of the correctness of the boundary layer theory of absorption developed by the author and others. Under suitable experimental conditions the attenuation of such waves is due almost entirely to thermal conductivity and viscosity effects in the gas near the tube walls, the relative magnitude of the two effects depending on the geometrical configuration and hence on the frequency of the waves.

Conversely, it is suggested that measurement of the absorption of higher order mode waves may provide a new method of determining both the shear viscosity and thermal conduction coefficients of gases. The method would avoid uncertainties due to convection currents which are often a source of difficulty in direct thermal conduction experiments, and would appear to offer an alternative to the dynamic measurement of shear viscosity using a quartz cylinder in torsional vibration, as suggested by MASON [22]. As an example of a suitable technique, the author suggests observation of the resonance breadths

of two or more of the axially symmetrical modes of a rigid-walled cylindrical cavity containing the gas (a second cavity might be used to eliminate end effects). Alternatively, measurement of a single radial mode of a spherical cavity should give the thermal conductivity coefficient directly. Work along these lines is being undertaken at Imperial College.

Acknowledgments

The author wishes to thank Professor Sir GEORGE THOMSON for the facilities provided, and is greatly indebted to Dr. R. W. B. STEPHENS for his constant interest and encouragement, helpful advice and invaluable criticism. The financial support of the Ministry of Education is gratefully acknowledged.

References

- [1] HARTIG, H. E. and LAMBERT, R. F., *J. acoust. Soc. Amer.* **22** [1950], 42.
- [2] LORD RAYLEIGH, *The theory of sound*, 2nd Ed. § 350, MacMillan & Co., London 1896.
- [3] KIRCHHOFF, G., *Ann. Phys., Lpz.* **134** [1868], 177.
- [4] BOGERT, B. P., *J. acoust. Soc. Amer.* **22** [1950], 432.
- [5] CREMER, L., *Arch. elektr. Übertragung* **2** [1948], 136.
- [6] MORSE, P. M., *Vibration and sound*, 2nd Ed., McGraw-Hill Book Co, New York 1948, p. 369.
- [7] BEATTY, R. E., *J. acoust. Soc. Amer.* **22** [1950], 639.
- [8] BEATTY, R. E., *Ibid.*, 850.
- [9] SHAW, E. A. G., *J. acoust. Soc. Amer.* **22** [1950], 512.
- [10] THIESSEN, M., *Ann. Phys. Lpz.* **24** [1907], 401.
- [11] HERZFELD, K. F., *Phys. Rev.* **53** [1938], 899.
- [12] ALLEMAN, R. S., *Phys. Rev.* **55** [1939], 87.
- [13] KONSTANTINOV, B., *J. techn. Phys. USSR* **9** [1939], 226.
- [14] NIELSEN, A. K., *Trans. Danish Acad. techn. Sci.* No. 10 [1949].
- [15] WAETZMANN, E. and WENKE, W., *Akust. Z.* **4** [1939], 1.
- [16] BERANEK, L. L., *J. acoust. Soc. Amer.* **12** [1940], 12.
- [17] FAY, R. D., *J. acoust. Soc. Amer.* **12** [1940], 62.
- [18] SCOTT, R. A., *Proc. phys. Soc., London* **58** [1946], 253.
- [19] HARTIG, H. E. and SWANSON, C. E., *Phys. Rev.* **54** [1938], 618.
- [20] DICKENS, B. G., *Proc. roy. Soc. A* **143** [1934], 517.
- [21] STOPS, D. W., *Nature, London* **164** [1949], 967.
- [22] MASON, W. P., *Piezoelectric crystals and their applications to ultrasonics*. D. van Nostrand Co, New York 1950, p. 339.

MISCELLANEOUS

P. V. Brüel, Sound Insulation and Room Acoustics.
(Translated from the Danish by J. M. BORUP.) Chapman and Hall Ltd., London 1951, 275 pages, 264 fig., 15 × 22 cm², price 35 sh.

This book is a translation of the partly revised Transactions of Chalmers University of Technology, No. 55, 1946 (Gumperts, Göteborg).

As appears from the Introduction "the object of this survey is to give civil engineers and architects some idea of

the acoustic laws and enable them to share in the progress, which has recently been made in the practical application of those theories". Without any doubt a book containing all the acoustical knowledge useful for a builder in a form suitable to practice supplies want. Every effort in this direction will be welcome. On the other hand it is not easy to write such a book, because it should be simple and give the essentials in a very clear way, leaving out all that is only of interest for the professional acoustician. Partly the author has succeeded, as might be expected from a man so

well versed in practice as Brüel. The framework of the book is good. It contains the following chapters: Fundamental Ideas, Physiological Acoustics, Fields of sound, Absorbents, Sound Insulation and the Damping of Noise, Room Acoustics. Certain details in the book, however, are not of direct interest and probably too difficult for the architect. The difference between acoustical instruction book, handbook and textbook has not been taken into account distinctly.

The author does not use the rationalized Giorgi system of units, but e.g.s.-units. When sound insulation measurements are dealt with the tentative code, agreed upon by representatives of most West-European countries, is neither mentioned nor used.

In a following edition some mistakes should be corrected, e.g. on p. 5, Table I: voice; p. 7, Table II: interval in cm; p. 11, the derivation of form (1). If intensity is defined as on p. 18, it is impossible to speak of the intensity in a room (p. 20), probably the energy density E is meant, just as in form. (16a). Form. (12); the reverberation protractor is not shown in fig. 18, as mentioned in the text; the value of the definition of effective air-borne sound insulation (p. 35) is questionable; the symbol db' (p. 38) is not to be recommended; the dimension of E_2 (p. 38) should be watt sec cm^{-3} , etc.

As we could expect from this publisher, the outward appearance of the book is very good. J. v. d. Eijk

E. G. Richardson, Ultrasonic Physics. Elsevier Publishing Co., Amsterdam – Houston – London – New York 1952, 285 pages, 99 fig., 15 × 23 cm².

There have been published in recent years and in various countries a number of books on ultrasonics, differing among themselves by the characteristics which the authors have given them.

The book of Richardson, just published, presents special interests to physicists, because, instead of concentrating on the technical applications, it illustrates the importance of ultrasonics in the study of molecular properties in the solid, liquid and gaseous states.

After an extensive study of ultrasonic sources and methods of measurement, as well as of the methods of exploring ultrasonic fields, and measuring elastic constants, the main part of the book amply covers the results which have been attained in gases, liquids and solids. The final two chapters deal with the theory of relaxation and propagation in turbid media respectively.

The book is written in a fluent style so that it is easy to read. Plenty of references are given at each point in the argument, so that the reader can amplify the information given by reference to original sources. It need only be said that in a future edition, some photographs might well be added to illustrate the forms of the ultrasonic field. A.G.

International Electro-Acoustics Congress

16 — 24 June 1953, Netherlands

The Congress has been announced earlier (Acustica 2 [1952], 96). It may be recalled that the Congress covers nearly the whole field of electroacoustics. The activities are, therefore, divided over six sections. A symposium on the sound insulation of light-weight partitions is incorporated in the programme as a separate section (nr VII).

A first circular has been distributed on a large scale in 1952. In the middle of March 1953 the second circular, giving more details of the programme, has been sent to all those who had, by then, contacted the Organising Committee. Copies of the second circular may be obtained from the secretary (see below).

A rough estimate of the number of participants is 300, 250 of which are coming from outside the Netherlands.

Apart from the general reviews some 80 communications on original research are expected. The following incomplete list of lecturers can be given:

Sound recording: VERMEULEN, BERNHART, BRÜEL, CAMRAS, FURRER, HUNT, JORDAN, RODRIGUES DE MIRANDA, SCHIESSE, SOMERVILLE and WESTMIJZE.

Public address systems: MEYER, ARNI, BUCHMANN, CHAVASSE & LEHMANN, FELDTKELLER, GAYFORD, INGERSLEV, KLEIN, KNOWLES, KUHL, PARKIN and SCHWEIGMAN.

Acoustic measurements: BERANEK, CHOCHOLLE, COOK, DADSON & BUTCHER, GAVREAU, LEONARD, MAWARDI, MORTON, NIELSEN, RADEMAKERS & BECKING, RAES, RICHARDS, TAMM, WEST and WILLMS.

Hearing aids and audiometers: CHAVASSE, AYERS, BECKING, CHAVASSE & LEHMANN, DADSON, FALCONNET & CHAVASSE, GÜTTNER, LANG, LONCHEVAL, MEISTER, MOL and ROSENBLITH.

Electroacoustics in ultrasonics: BRADFIELD, BERGMANN, BORDONI & NUOVO, CANAC, GIACOMINI & BARONE, GÜTTNER, HATHELL, LAMB, LAWLEY & RICHARDSON, MALHERBE, MASON, NÖDVTEDT and PAHUD.

Electroacoustics applied to musical instruments: RICHARDSON, BIERL, GELUK, GEORGE, GRÜTZMACHER, KOK, LENIFAN & MCNEILL, MEINEL, MERCIER, MEYER-EPPLER, MOLES, PASQUALINI, SKUDRZYK, THIENHAUS, TRAUTWEIN and YOUNG.

The sound insulation of light-weight structures: KOSTEN, BRANDT, BRILLOUIN, CREMER, GÖSELE, JORDAN, SCHOCH, WATERHOUSE and ZELLER.

Owing to the great number of submitted papers new contributions can, as a rule, not be accepted.

The Congress Reports will be printed after the Congress is over. They will be available too for those who cannot attend the Congress. The price will be fixed later.

Technical excursions to the Philips' Industries (Eindhoven) and the Broadcasting Centre (Hilversum) have been planned.

All correspondence should be sent to the Organising Secretary of the Electro-acoustics Congress, Mijnbouwplein 11, Delft, Netherlands.